ORSAY
Série A. N°
N° D'ordre : 113

THESE

PRESENTEE

A LA FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY
DE L'UNIVERSITE DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGENIEUR

PAR

Michel LOUIS-JACQUET

ETUDE DES ELECTRONS GERMES CREES DANS UN GAZ PAR UN FAISCEAU LASER AU MOYEN DE LA TECHNIQUE DU COMPTEUR PROPORTIONNEL

Soutenue le 24 juin 1970 devant la Commission d'Examen

MM.	GRIVET	Président
	BERTEIN	
	BLANC	Examinateurs
	SLAMA	

T H E S E

PRESENTEE

A LA FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY
DE L'UNIVERSITE DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGENIEUR

PAR

Michel LOUIS-JACQUET

ETUDE DES ELECTRONS GERMES CREES DANS UN GAZ PAR UN FAISCEAU LASER AU MOYEN DE LA TECHNIQUE DU COMPTEUR PROPORTIONNEL

Soutenue le 24 juin 1970 devant la Commission d'Examen

MM.	GRIVET	Président
	BERTEIN	
	BLANC	Examinateurs
	SLAMA	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

AVANT-PROPOS

Je tiens tout d'abord à exprimer ma reconnaissance à Monsieur le Professeur BERTEIN qui a accepté d'être mon Directeur de Thèse et manifesté un intérêt constant pour ce travail.

Je remercie tout particulièrement Monsieur BLANC instigateur de l'étude, pour les précieux conseils qu'il n'a cessé de me prodiguer.

Que Monsieur POTTIER, Chef de service au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, dans le service duquel j'ai entrepris ces travaux, trouve l'expression de ma gratitude pour l'appui et l'aide qu'il m'a donnés.

Que Monsieur MORUCCI, Monsieur MERARD et son équipe, soient vivement remerciés pour le secours théorique et technique qu'ils m'ont apporté dans la construction et la mise au point du compteur proportionnel.

L'électronique rapide a été réalisée avec l'aide de Monsieur BOUCHERIE. Je le remercie vivement de son précieux concours.

Je remercie également Monsieur GUYOT pour les nombreuses et fructueuses discussions que nous avons eues.

Que Monsieur DAVIT trouve ici toute ma reconnaissance pour la gentillesse avec laquelle il a consenti à nous prêter le principal laser utilisé dans nos expériences.

Enfin, je tiens à ne pas oublier dans mes remerciements, tous ceux qui ont contribué à l'élaboration de ce mémoire.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551515_0030

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION	1
1. APPAREILLAGE	3
1.1 Le Laser	3
1.2 Le compteur proportionnel	5
1.2.1 Principe	6
1.2.2 Le compteur classique	6
1.2.2.1 Efficacité de détection	6
1.2.2.1.1 Pouvoir de transmission de la fenêtre	6
1.2.2.1.2 Absorption du gaz de remplissage	8
1.2.2.2 Fonctionnement	9
1.2.2.2.1 Le courant d'ionisation	9
1.2.2.2.2 Multiplication gazeuse	12
1.2.2.2.3 Détermination analytique de l'impulsion	14
1.2.2.3 Résolution théorique	20
1.2.2.3.1 Ecart quadratique moyen	20
1.2.2.3.2 Fluctuation de l'ionisation primaire	21
1.2.2.3.3 Fluctuation de l'ionisation secondaire	21
1.2.2.4 Causes de la détérioration de la résolution	24
1.2.3 Le compteur utilisé	25
1.3 L'électronique	28
1.3.1 Mesure de l'énergie lumineuse	28
1.3.2 Mesure de l'intensité lumineuse	30
1.3.2.1 La photodiode	30
1.3.2.2 L'allongeur crête	32

../..

Pages

1.3.3 Mesure du nombre d'électrons recueillis dans le compteur 33

1.3.3.1 Le préamplificateur de charges 33

1.3.3.2 L'amplificateur logarithmique 34

1.3.3.3 L'amplificateur linéaire 36

1.3.3.4 La porte linéaire 38

1.3.3.5 Le monovibrateur 38

1.3.4 Enregistrement des mesures 39

1.3.5 Ordre chronologique des impulsions parcourant l'électronique 41

2. TRAVAUX EXPERIMENTAUX 46

2.1 Etude expérimentale de l'appareillage 46

2.1.1 Mesure du rayonnement laser 46

2.1.1 Mesure du nombre d'ionisations créées dans le gaz 50

2.1.2.1 Etalonnage de l'électronique associée au compteur 50

2.1.2.2 Test du compteur 50

2.2 Résultats de l'ionisation des gaz par faisceau laser 64

2.2.1 Principe et détail de l'expérience 64

2.2.2 Précision des résultats 71

2.2.3 Provenance des charges recueillies 71

3. ETUDE THEORIQUE DE L'IONISATION DES GAZ PAR FAISCEAU LASER 75

3.1 Généralités 75

3.2 Ionisation des impuretés 76

3.3 Ionisation multiphotonique 77

3.4 Bremsstrahlung inverse 79

3.5 Evolution de la densité électronique 81

3.6 Résolution des équations d'évolution 88

4. EXPLOITATION DES RESULTATS 96

CONCLUSION. 107

BIBLIOGRAPHIE 113

INTRODUCTION

Historique

Dès 1963, l'ionisation des gaz sous l'action d'un faisceau laser de puissance fût mise en évidence par différents expérimentateurs.

MEYERAND et HAUGHT /1/ étudièrent le claquage de l'hélium et l'argon, et MINCK /2/, celui de l'azote et l'hydrogène à différentes pressions au moyen d'un laser à rubis.

Une fois les électrons libres initiaux produits dans le volume d'interaction gaz-rayonnement, la densité électronique croît rapidement jusqu'à l'apparition d'une étincelle visible. MEYERAND et HAUGHT avaient pressenti l'impossibilité d'expliquer l'avalanche électronique au moyen de la théorie classique du claquage par hyperfréquences; ils jugèrent qu'il était nécessaire de faire intervenir un phénomène quantique, le bremsstrahlung inverse, processus suivant lequel un électron en présence d'atomes neutres absorbe un nombre important de photons avant de pouvoir ioniser un atome au cours d'une collision. WRIGHT /3/ a étendu aux gaz rares les calculs complets sur le bremsstrahlung inverse faits pour l'hydrogène atomique par WHEELER et WILD (1942), CHANDRASEKAR et BREEN (1946).

J.W. DAIBER /4/ montra que ces deux précédentes théories n'étaient pas incompatibles.

Afin d'expliquer le phénomène complet il était nécessaire de déterminer la provenance des premiers électrons initiateurs du claquage.

Dans le cas d'un claquage par hyperfréquences, les électrons initiaux sont créés par les rayons cosmiques ou la radioactivité naturelle. Dans le cas d'un rayonnement laser il est improbable de trouver de tels électrons dans le volume qu'occupe le faisceau pendant la durée de l'impulsion lumineuse, comme nous le verrons par la suite.

Plusieurs mécanismes ont été proposés pour expliquer l'origine des premiers électrons; soit l'ionisation des impuretés, soit l'ionisation multiphotonique /10/, qui est l'absorption simultanée de plusieurs photons, dont l'énergie est de l'ordre de l'électron-volt, par les atomes jusqu'à l'ionisation (l'énergie d'ionisation est de l'ordre de la dizaine d'électron-volts).

../..

Très tôt des expérimentateurs s'attachèrent à déterminer un moyen de détection des électrons initiaux.

TOMLISON et DAMON /5/ employèrent des électrodes collectrices, mais la sensibilité fut insuffisante.

NAIMAN /6/ observa ces électrons dans une chambre à brouillard à l'aide d'un faisceau focalisé, de puissance légèrement inférieure à celle nécessaire au claquage.

VEYRIE /7/ effectua des mesures de l'absorption de l'intensité lumineuse et définit un seuil de claquage, notion imprécise, n'ayant pas de sens physique, dépendant de la technologie employée pour les mesures.

BLANC /8/ proposa de détecter les électrons au moyen d'un compteur proportionnel capable de déceler un petit nombre de charges.

CHAIMETON /9/ effectua indépendamment des expériences avec un tel appareil et détecta des électrons bien en dessous du seuil de claquage.

VORONOV et DELONE /10/ étudièrent la participation multiphotonique en éliminant les effets secondaires.

Cependant la sensibilité de détection de leur montage était très inférieure à celle du compteur proportionnel. En effet, le compteur est capable de déceler, ainsi que nous le verrons, un minimum de 10 charges crées dans son gaz à la pression de 760 torrs, alors que l'ensemble de mesure du montage expérimental de VORONOV et DELONE permet de détecter au minimum 2000 charges à la pression de 10^{-2} torrs, ce qui fait un rapport de sensibilité de 10^{7} entre les deux montages.

C'est pour cette raison qu'il était intéressant d'effectuer des expériences similaires aux leurs au moyen d'un compteur proportionnel.

On se propose alors de tracer des courbes donnant le nombre d'électrons recueillis dans le gaz, en fonction de l'intensité laser ayant traversé le compteur. Il est important de noter la difficulté des mesures, leur précision étant d'autant plus indispensable que le phénomène étudié est non linéaire. Quelques considérations et résultats expérimentaux ont été récemment publiés /10 bis/.

../..

1. APPAREILLAGE

L'étude de l'ionisation d'un gaz par faisceau laser a nécessité trois éléments différents :

- le laser, moyen de création du flux de photons
- le compteur proportionnel les détectant
- l'électronique associée permettant d'effectuer les mesures.

1.1 Le laser

Nous avons employé successivement deux lasers.

Au cours des expériences préliminaires nous avons utilisé un laser déclenché n°1, à verre dopé au néodyme (figure 1) comprenant uniquement un oscillateur.

L'élément actif, un barreau de verre dopé au néodyme, dont les faces latérales sont taillées à l'angle de brewster par rapport à l'axe du barreau, est pompé par la lumière d'un tube à éclairs rempli de Xénon.

La cavité optique constituée d'un prisme tournant et d'une lame de verre partiellement transparente est fermée au moyen d'un prisme lorsque la fluorescence du verre dopé est maximale. Le laser délivre alors un faisceau cylindrique, de section droite elliptique (grand axe : 9,5 mm; petit axe 5,2 mm), de durée 35 ns et dont l'énergie maximum est de 1 joule.

Le second laser (figure 2) avec lequel nous avons obtenu les principaux résultats se compose d'un oscillateur, d'un système de découpage et de cinq amplificateurs.

Ici encore l'élément actif est un barreau de verre dopé au néodyme ($\lambda = 1{,}061\,\mu$).

Le pilote comporte un barreau de diamètre 16 mm, dont les faces latérales font un angle de 84 ° avec l'axe. Une lame semi-réfléchissante et un prisme tournant à la vitesse de 300 t/mn forment la cavité optique. Une lame de verre dont le plan fait un angle de 34° avec l'axe optique est placée entre le prisme et le barreau afin d'assurer une polarisation rectiligne du faisceau lumineux.

A la sortie de l'oscillateur se trouve une cellule de POCKELS assurant le découpage. Une partie du faisceau est réfléchie par une lame de verre inclinée à 45°

../..

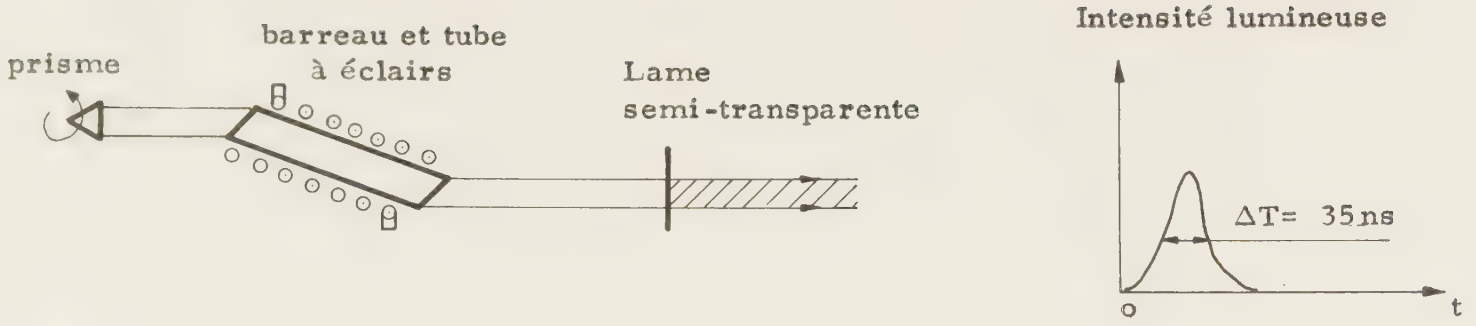


FIG. 1 - Schéma du Laser n° 1

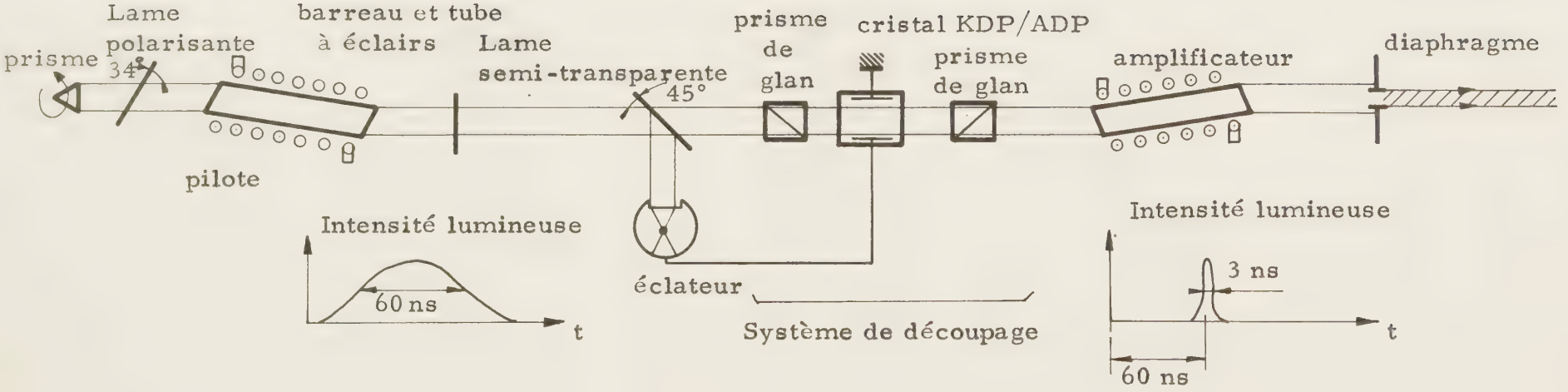


FIG. 2 - Schéma du Laser n° 2

vers un éclateur à azote capable de délivrer une impulsion de tension sur la cellule de POCKELS, avec un retard adaptable. Le montage est constitué de deux prismes de glan croisés entre lesquels se trouve un cristal KDP/ADP pouvant être soumis à un champ électrique. En l'absence de champ les prismes sont croisés et le système est opaque. Sous l'influence du champ électrique, le nitrobenzène devient biréfringent et le système est transparent. Cette technique permet de découper une impulsion lumineuse brève (2 à 3 ns) dans celle qui sort du pilote et dont la durée est de 40 à 70 ns.

On peut intercaler une lame de quartz optiquement actif entre le premier prisme de glan et la cuve, afin de rendre le système transparent si on veut conserver l'impulsion lumineuse de longue durée sortant du pilote sans avoir à déplacer le dispositif de découpage.

Après le découpage l'intensité du faisceau lumineux est amplifiée au moyen de cinq amplificateurs identiques, composés chacun d'un barreau de verre dopé au néodyme de 16 mm de diamètre, identique à celui de l'oscillateur.

Ce laser permet d'obtenir deux types d'impulsions de lumière, de durée et d'énergie différentes :

- l'un de 30 joules maximum en 65 ns environ, soit une puissance de 500 MW.
- l'autre au moyen du découpage de 10 joules en 2 à 3 ns, soit une puissance de 3GW.

L'aspect et la géométrie du faisceau seront précisés par la suite.

1.2 Le compteur proportionnel

Nous étudierons le compteur classique, tel qu'il existait à l'origine, avant de présenter le compteur utilisé dans les expériences.

../..

1.2.1 Principe

Cet appareil est constitué d'un corps cylindrique conducteur formant cathode et d'une anode filiforme coaxiale. Il est rempli d'un gaz rare de pression comprise entre 10 et 760 torrs.

Lorsqu'une particule ou un rayonnement perdent leur énergie dans le gaz de remplissage du compteur, ils libèrent N paires d'ions dont les électrons donnent naissance chacun à n électrons secondaires par multiplication sous l'effet du champ électrique. On collecte ainsi Nn électrons.

Habituellement utilisé en technique nucléaire, il permet de détecter les particules ou rayonnements ionisants qui ont traversé la cathode, et de recueillir ainsi sur l'anode une impulsion électrique dont la hauteur est proportionnelle à la perte d'énergie de la particule ionisante.

1.2.2 Le compteur classique

1.2.2.1 Efficacité de détection

Afin de l'étalonner dans le domaine des faibles énergies, correspondant à la création de quelques centaines ou milliers de paires d'ions primaires, on utilise des sources de rayonnement X. Ceux-ci pénètrent dans le gaz après avoir traversé une fenêtre placée sur la cathode.

Le compteur n'est pas également sensible aux photons X de différentes énergies. Deux facteurs interviennent principalement :

- l'absorption de la fenêtre
- l'absorption du rayonnement par le gaz de remplissage.

1.2.2.1.1 Coefficient de transmission de la fenêtre (figure 3)

On est amené à utiliser des matériaux légers tels que le mylar, l'aluminium, le béryllium, peu absorbants pour les rayonnements X. Il faut toutefois que l'épaisseur soit suffisante pour assurer l'étanchéité.

On appelle f_t , coefficient de transmission de la fenêtre ,

le rapport du nombre X_f de photons ayant traversé la fenêtre au nombre X_i de photons incidents

$$f_t = \frac{X_f}{X_i}$$

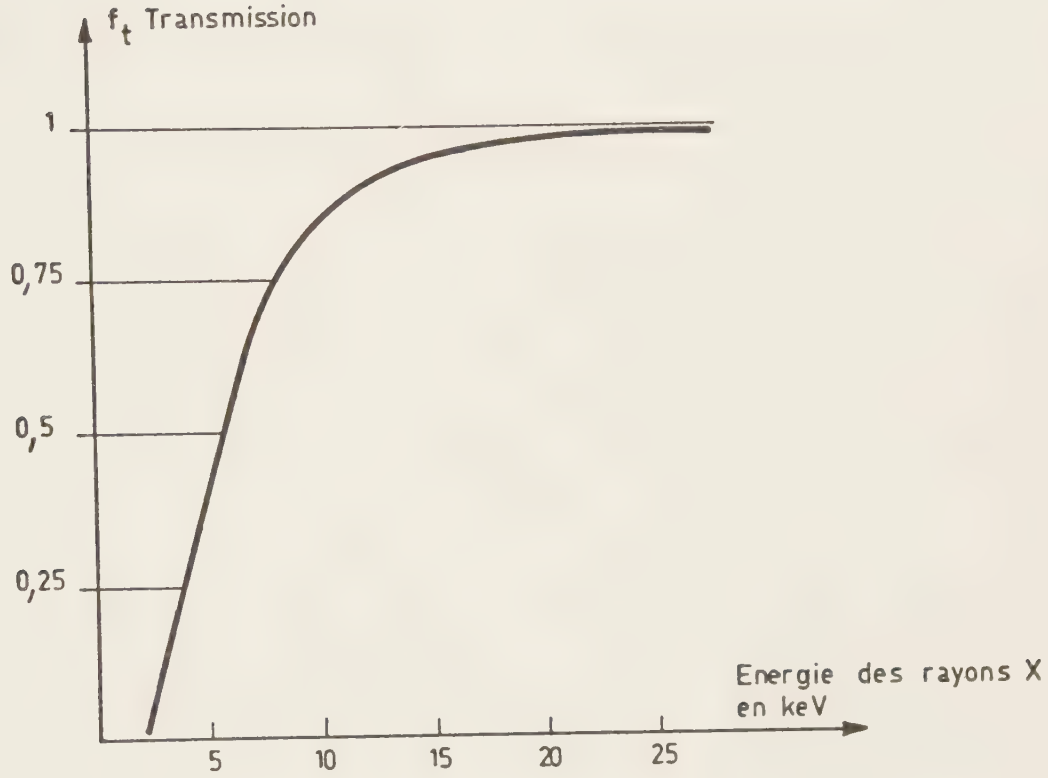


Figure 3 - Transmission du béryllium de 1 mm d'épaisseur /11/

../..

1.2.2.2.2 Absorption du gaz de remplissage (figure 4)

Une fraction importante des photons X qui a traversé la fenêtre doit être absorbée par le gaz, afin que le rendement global soit satisfaisant.

Les facteurs déterminant l'absorption sont, pour un compteur et une énergie de rayonnement donnés, le coefficient d'absorption et la pression du gaz.

On désigne par f_a le coefficient d'absorption du gaz, par le rapport du nombre X_a de photons absorbées par le gaz au nombre X_f de photons ayant traversé la fenêtre.

L'efficacité de détection ε est alors définie par la relation suivante :

$$\varepsilon = f_t \cdot f_a$$

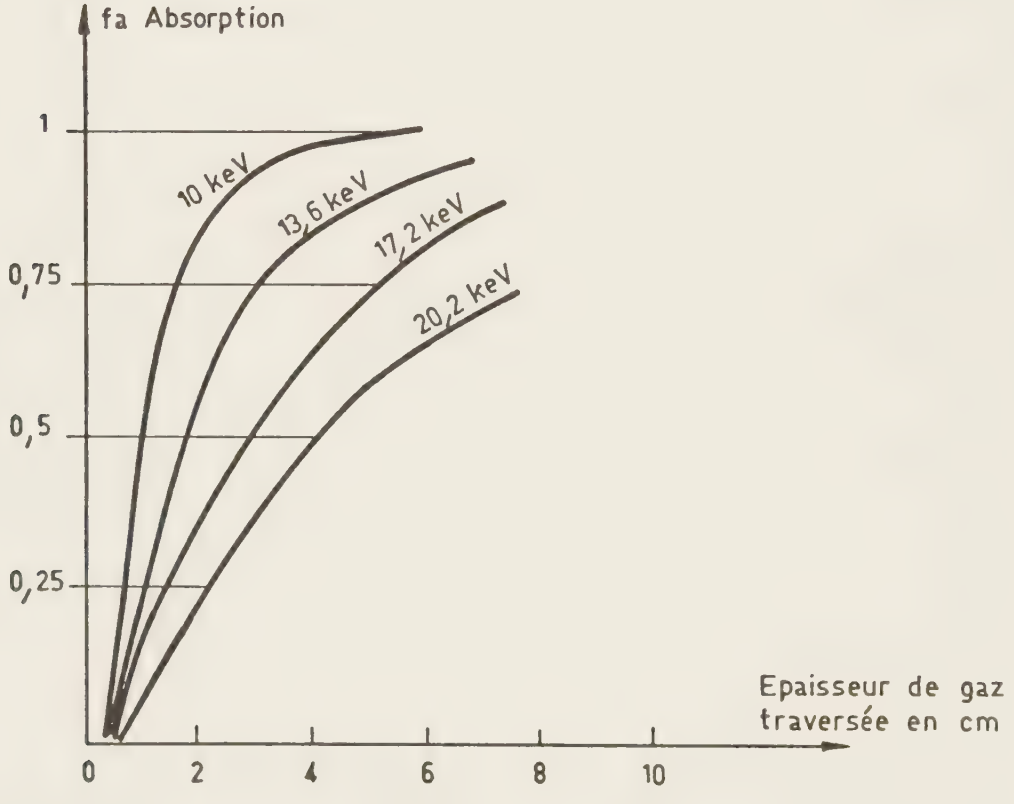


Figure 4 - Courbes d'absorption du Xénon sous une atmosphère./11/

../..

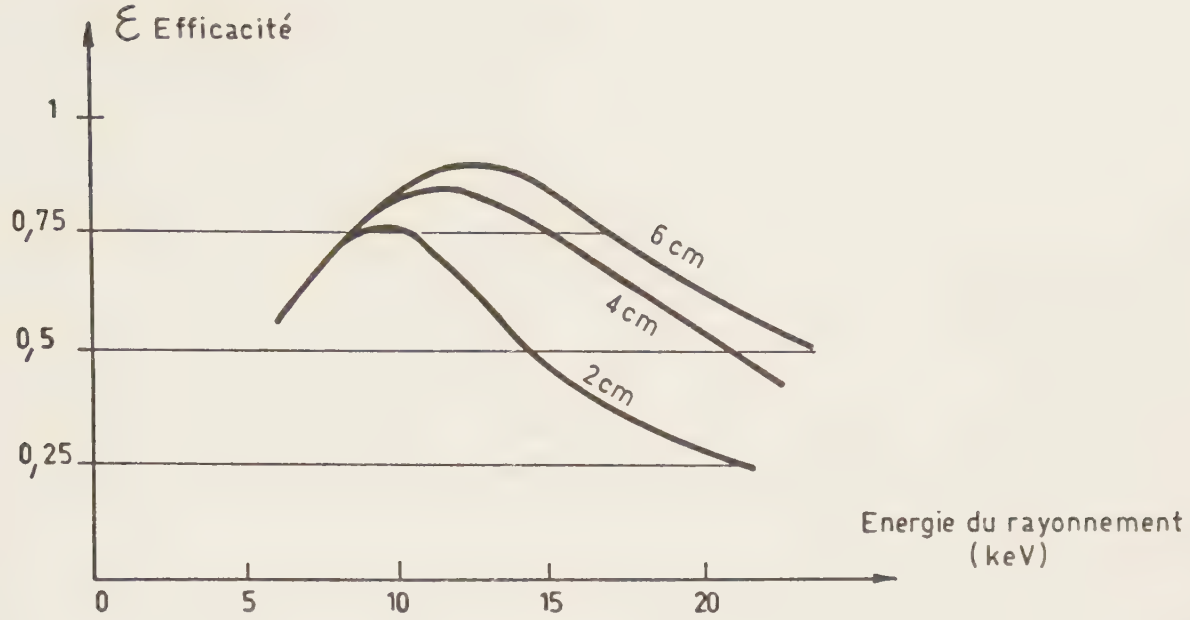


Figure 5 - Efficacité d'un compteur rempli de Xénon et muni d'une fenêtre de béryllium de 1 mm d'épaisseur, en fonction de l'épaisseur de gaz traversée. /11/

1.2.2.2 Fonctionnement

1.2.2.2.1 Le courant d'ionisation

Considérons un compteur cylindrique classique. La cathode étant à la masse, le fil est porté à une haute tension positive V_o. Des anneaux de garde dont le but est d'uniformiser le champ électrique sont au potentiel V_g, voisin du potentiel théorique qui existerait à cet endroit si on était en présence d'un condensateur cylindrique infiniment long. (figure 6).

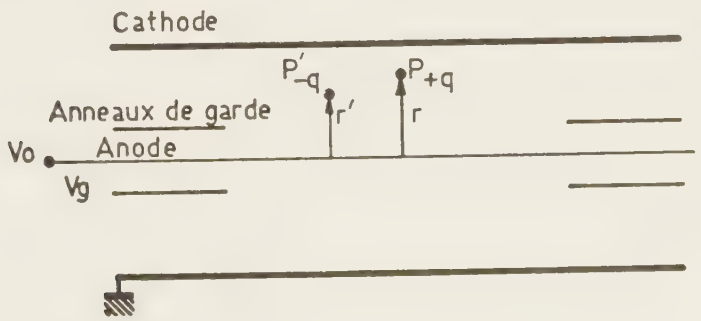


Figure 6 - Coupe schématique du compteur proportionnel classique.

Soit r la distance d'un point P à l'axe o_z, a et b les rayons respectifs de l'anode et la cathode.

Le potentiel au point P est $V_p = V_o \dfrac{\text{Log } \frac{b}{r}}{\text{Log } \frac{b}{a}}$

Le champ électrique $|\vec{E}_p| = \dfrac{V_o}{r \text{ Log } \frac{b}{a}}$

Supposons qu'à l'instant t, il y ait deux charges +q et - q respectivement situées en deux points P et P'.

Si le phénomène est suffisamment lent, par rapport à la vitesse de la lumière, ce qui est pratiquement toujours réalisé dans les compteurs habituels car les électrons se déplacent avec des vitesses de l'ordre de $10^7 ms^{-1}$, on peut alors appliquer les théorèmes généraux de l'électrostatique.

Soient deux états d'équilibre :

	conducteur :	Anode A	cathode B	P	P'
1er état	potentiel	V_A^1	V_B^1	V_P^1	$V_{P'}^1$
	charge	Q_A^1	Q_B^1	+q	-q
2ème état	potentiel	V_A^2	V_B^2	V_P^2	$V_{P'}^2$
	charge	Q_A^2	Q_B^2	0	0

Appliquons l'identité de Gauss $\sum Q^1 V^2 = \sum Q^2 V^1$, et utilisons le fait que B entoure complètement les autres conducteurs : soit $Q_B = - Q_A$

$$Q_A^2 (V_A^1 - V_B^1) = Q_A^1 (V_A^2 - V_B^2) + q (V_P^2 - V_{P'}^2)$$

d'autre part

$$Q_A^2 = C_o (V_A^2 - V_B^2)$$

../..

et

$$V_P^2 - V_{P'}^2 = (V_A^2 - V_B^2) \frac{\text{Log } \frac{r'}{r}}{\text{Log } \frac{b}{a}}$$

Il vient alors $$Q_A^1 = - q \frac{\text{Log } \frac{r}{r'}}{\text{Log } \frac{b}{a}} + C_o \left(V_A^1 - V_B^1\right)$$

La charge induite Q_{in} sur les électrodes par la présence des charges dans le gaz est alors

$$Q_{in} = Q_A^1 - C_o \left(V_A^1 - V_B^1\right) = - q \frac{\text{Log } \frac{r}{r'}}{\text{Log } \frac{b}{a}} \qquad (1)$$

On suppose que cette relation est encore valable lors du déplacement des charges, il suffit alors d'appliquer le principe de superposition des états d'équilibre.

Pour mesurer le courant d'ionisation, on associe au compteur un préamplificateur de résistance d'entrée R_e et de capacité C_e.

Soit v (t) la différence de potentiel entre anode et cathode pendant le déplacement des charges.

La loi d'Ohm permet d'écrire l'équation suivante :

$$v + R_e (C_o + C_e) \frac{dv}{dt} = R_e \frac{dQ_{in}}{dt}$$

dont la solution générale est

$$(2) \qquad v(t) = v(o) + \frac{e^{-\frac{t}{R_e(C_o+C_e)}}}{C_o+C_e} \int_o^t e^{\frac{\tau}{R_e(C_o+C_e)}} \frac{dQ_{in}}{d\tau} d\tau$$

../..

Si $R_e\ (C_o + C_e)$ est grand devant la durée de formation de l'impulsion $e^{\pm \frac{t}{R_e(C_o+C_e)}}$ tend vers 1, l'expression (2) se réduit à

$$v\ (t) = \frac{Q_{in}(t)}{C_o + C_e} \qquad (3)$$

La méthode développée ici n'est plus valable lorsque le courant d'ionisation varie très rapidement, dans ce cas il faudrait utiliser les équations de MAXWELL pour résoudre le problème.

$$\overrightarrow{\text{rot}\ E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\overrightarrow{\text{rot}\ H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + q_e\left(n^+\vec{w}^+ - n^-\vec{w}^-\right)$$

$$\text{div}\ \vec{E} = q_e\left(n^+ - n^-\right)$$

$$\text{div}\ \vec{B} = 0$$

$n^{+\ -}$ est la densité de charges en (r,t) et $\vec{w} = \frac{\vec{dr}}{dt}$ la vitesse de dérive de l'ion considéré aux mêmes point et instant.

1.2.2.2.2 La multiplication gazeuse.

Après avoir étudié l'influence sur les électrodes, des charges créées dans le gaz, voyons comment se forme l'impulsion de tension lors de la multiplication gazeuse.

Lorsque dans un certain volume entourant le fil d'un compteur, le champ électrique dépasse une certaine valeur que l'on appelle critique, les électrons pénétrant dans cette zone acquièrent suffisamment d'énergie entre deux collisions pour ioniser par choc, les atomes ou molécules du gaz.

Supposons qu'une seule paire d'ions primaires soit créée et que lors du cheminement de l'électron jusqu'à l'anode, celui-ci donne naissance à n électrons secondaires dans toute l'avalanche.

../..

Si lors d'une collision avec un atome, l'électron dépense une énergie insuffisante pour l'ioniser, l'atome peut être seulement excité. Il émet un photon en revenant à son état fondamental.

Le photon pourra engendrer un photo-électron en frappant la cathode.

Si on appelle γ' le nombre moyen de photo-électrons produits par paire d'ions créée lors de la multiplication ($\gamma' < 1$), l'avalanche initiale donnera $\gamma' n$ photo-électrons qui seront aussi multipliés. Et le même processus recommence.

Enfin le coefficient d'amplification gazeuse sera $A = n + \gamma' n^2 + \gamma'^2 n^3 + \ldots$

Si $\gamma' n \ll 1$ le compteur est utilisé dans sa zone de proportionnalité alors $A = n$. Si $\gamma' n \gg 1$ on est en présence d'un compteur geiger. $\gamma' n$ est ajusté par la tension appliquée entre les électrodes.

La multiplication gazeuse est constante tant que l'on peut négliger la charge d'espace au voisinage du fil, ce qui est le cas lorsque le nombre d'ions primaires N et le coefficient A sont petits.

Un raisonnement de similitude montre que A est uniquement fonction de

$\dfrac{V_o}{\text{Log } \frac{b}{a}}$ et $p.a$, p étant la pression gazeuse.

$$A = A\left(\frac{V_o}{\text{Log}\frac{b}{a}}, p.a\right) = e^{a.N.\int_a^b \epsilon(r)\,dr}$$

$\epsilon(r)$ est l'énergie d'un électron au-dessus du potentiel d'ionisation des atomes ou molécules du gaz.

../..

1.2.2.2.3 Détermination analytique de l'impulsion (fig.7)

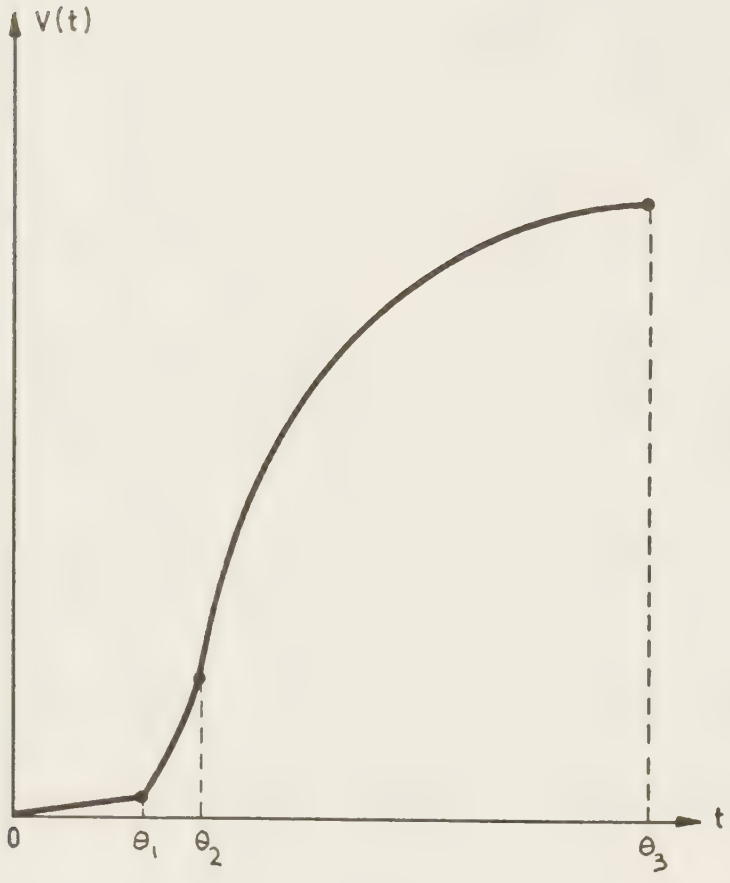


Figure 7

Supposons que N paires d'ions primaires soient produites simultanément en un certain endroit r_o. Ceux-ci vont créer sur les électrodes, une petite impulsion de tension avant d'atteindre la zone de multiplication en un temps θ_1, puis vont se multiplier pendant l'intervalle de temps $\theta_2 - \theta_1$, et de θ_1 à θ_3 les ions positifs vont cheminer lentement vers la cathode.

L'équation permettant de déterminer la loi donnant la position des charges en fonction du temps est la suivante :

$$w = \frac{dr}{dt} = f\left(\frac{E}{p}\right) \qquad (4)$$

où w est la vitesse de dérive des ions ou électrons, E le champ électrique régnant dans le compteur à l'endroit où se trouvent les ions et électrons, et p la pression gazeuse.

../..

On a dans le cas des ions $w^+ = \mu^+ \cdot \frac{E}{P}$ pour des valeurs faibles de $\frac{E}{P}$.

La vitesse de dérive des électrons est mieux représentée expérimentalement par une relation de la forme

(5) $w^- = A^- \left(\frac{E}{P}\right)^{\beta}$ où A^- et β sont constantes pour de grandes variations de $\frac{E}{P}$.

Nous avons vu précédemment que si $R_e (C_o + C_e)$ est supérieur à Θ_3, la relation (6) donne l'impulsion de tension recueillie sur les électrodes en fonction du temps.

(6) $$v(t) = \frac{Q_{in}}{C_o + C_e} = \frac{1}{C} \sum_i q_e \cdot \frac{\text{Log} \frac{r_i^+}{r_i^-}}{\text{Log} \frac{b}{a}}$$

Déterminons v (t) entre deux collisions multiplicatives à l'aide de (5) et (6).

	instant	position
ionisation primaire	t = o	r_o
1ère collision multiplicative	t_1	r_1
2ème collision multiplicative	t_2	r_2
.....		
.....		
$n^{ième}$ collision multiplicative	t_n	r_n

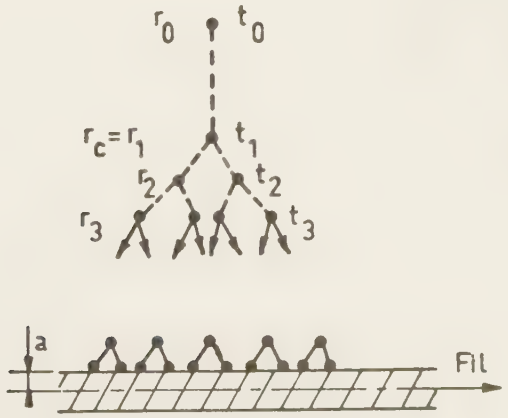


Figure 8 - Schéma de la multiplication.

Dans la zone de multiplication on peut considérer que tous les électrons pouvant ioniser par chocs ont une énergie moyenne égale à l'énergie d'ionisation E_i du gaz, ce qui permet de déduire une relation reliant les r_i

$$E_i = q_e \left(V_{i+1} - V_i \right) = -q_e V_0 \frac{\text{Log} \frac{r_{i+1}}{r_i}}{\text{Log} \frac{b}{a}} \qquad (7)$$

d'où $$\frac{r_{i+1}}{r_i} = \alpha \qquad \text{(constant)}$$

Pour déterminer l'impulsion de tension induite sur les électrodes nous allons appliquer nos à nos la formule (6) entre les différentes collisions multiplicatives en tenant compte de l'intégration de la relation (5).

On pose pour alléger l'écriture

$$B_0^- = \frac{A_0^- V_0^{\beta_0}}{(\beta_0+1) p^{\beta_0} \text{Log} \frac{b}{a}} \qquad \text{pour } r_0 < r < r_1$$

où le champ électrique est faible

et $$B_i^- = \frac{A_i^- V_0}{2p \text{Log} \frac{b}{a}} = \frac{\mu'^- V_0}{2p \text{Log} \frac{b}{a}} = B^- \qquad \text{pour } r < r_1$$

où le champ électrique est fort

et $$B_i^+ = \frac{\mu'^+ V_0}{2p \text{Log} \frac{b}{a}}$$

où $\frac{\mu'^+}{p}$ est la mobilité des ions positifs

Nous aurons :

$r_1 < r < r_2$

$$V(t) = \frac{N q_e}{C \text{Log} \frac{b}{a}} \left(\frac{\text{Log} \left(r_0^2 + B^- t \right)}{2} - \frac{\text{Log} \left(r_0^2 - B_0^- t \right)}{\beta_0 + 1} \right)$$

. . . .

$t_1 < t < t_2$

$$V(t) = \frac{N q_e}{C \log \frac{b}{a}} \left[\frac{\log\left((r_o^2 + B^+ t)(r_1^2 + B^+(t-t_1))\right)}{2} - \log\left(r_1^2 - B^-(t-t_1)\right) \right]$$

.....

$t_i < t < t_{i+1}$

$$V(t) = \frac{N q_e}{C \log \frac{b}{a}} \left[\frac{\log(r_o^2 + B^+ t)}{2} - \frac{\log(r_1^2 - B^-(t-t_1))}{2} + \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{i} 2^{(j-1)} \log \left(\frac{\left(r_j^{2^{(j-1)}} \left(1 + \frac{B^+}{B^-}\right) - \frac{B^+ r_j^2}{B^-} + B^+(t-t_j) \right)}{\left(r_j^2 - B^-(t-t_j) \right)} \right) \right]$$

où $t_1 = \dfrac{r_o^{(\beta_o+1)} - r_1^{(\beta_o+1)}}{B_o}$

Tous les électrons auront atteint le fil au temps

$$t_{n+1} = t_1 + \frac{r_1^2 - a^2}{B^-}$$

L'impulsion de tension aura la valeur suivante, en tenant compte du fait que $B^- \gg B^+$

$$V(t_{n+1}) \simeq \frac{N q_e}{C \log \frac{b}{a}} \left[\log \frac{r_o}{a} + 2^n \log \frac{1}{\alpha} \cdot \sum_{i=1}^{n} \frac{i}{2^i} \right]$$

La série $\sum_{i=1}^{n} \dfrac{i}{2^i}$ convergeant rapidement vers 2 on en déduit :

$$V(t_{n+1}) \simeq - \frac{2 A N q_e \log \alpha}{C \log \frac{b}{a}} \qquad (8)$$

où $A = 2^n$ est le coefficient de multiplication gazeuse.

Puis appelons t'_0 , t'_1 , t'_2 , ..., t'_n les instants auxquels les ions positifs créés aux points d'abscisse r_0, r_1, r_2, ...r_n) atteignent la cathode et déterminons l'impulsion électrique.

$t_{n+1} < t < t'_0$

$$V = \frac{N q_e}{2C \operatorname{Log}\frac{b}{a}} \left[\operatorname{Log}\left(\frac{r_0^2 + B^+ t}{a^2}\right) + \sum_{j=1}^{n} 2^{(j-1)} \operatorname{Log}\left(\frac{\left(r_1^2 \alpha^{2(j-1)} \cdot \left(1 + \frac{B^+}{B^-}\right) + B^+(t-t_1) - \frac{B^+}{B^-} r_1^2\right)}{a^2}\right) \right]$$

Soit $$V \simeq \frac{N q_e}{2C \operatorname{Log}\frac{b}{a}} \left[\operatorname{Log}\left(\frac{r_0^2 + B^+ t}{a^2}\right) + \sum_{j=1}^{n} 2^{(j-1)} \operatorname{Log}\left(\alpha^{2(j-1-n)} + \frac{B^+(t-t_1)}{a^2}\right) \right]$$

$t'_{i-1} < t < t'_i$

$$V = \frac{N q_e}{2C \operatorname{Log}\frac{b}{a}} \left[2^{(i-1)} \operatorname{Log}\frac{b^2}{a^2} + \sum_{j=i}^{n} 2^{(j-1)} \operatorname{Log}\left(\frac{\left(r_1^2 \alpha^{2(j-1)} \cdot \left(1 + \frac{B^+}{B^-}\right) + B^+(t-t_1) - \frac{B^+}{B^-} r_1^2\right)}{a^2}\right) \right]$$

soit $$V \simeq \frac{N q_e}{2C \operatorname{Log}\frac{b}{a}} \left[2^{(i-1)} \operatorname{Log}\frac{b^2}{a^2} + \sum_{j=i}^{n} 2^{(j-1)} \operatorname{Log}\left(\alpha^{2(j-1-n)} + \frac{B^+(t-t_1)}{a^2}\right) \right]$$

Et lorsque tous les ions positifs auront atteint la cathode

$$V = \frac{N q_e A}{C} \qquad (9)$$

De ces expressions compliquées on déduit une formule approchée de la forme de l'impulsion, en prenant l'origine du temps en t_1 :

$$v(t) = \frac{N q_e A}{2C \operatorname{Log}\frac{b}{a}} \cdot \operatorname{Log}\left(1 + \frac{B^+ t}{a^2}\right) \qquad (10)$$

../..

On constate sur l'expression (8) que la contribution des électrons à la formation de l'impulsion est très petite.

En effet, si on remplace Log α dans (8) par sa valeur tirée dans (7) on obtient la relation suivante :

$$v(t_{n+1}) = \frac{2N\ A}{C}\ \frac{E_i}{V_o}$$

($E \simeq$ 10 à 20 eV) et V_o la tension de polarisation des électrodes ($V_o \simeq 10^3$ Volts).

- on a alors $v(t_{n+1}) \simeq \frac{2\ N\ A\ q_e}{C} \times 10^{-2}$

valeur très faible vis-à-vis de l'impulsion de tension V recueillie sur les électrodes lorsque toutes les charges ont été collectées

$$V \simeq \frac{N\ A\ q_e}{C}$$

Dans le cas d'une trace d'ionisation primaire non parallèle au fil, le temps de montée de l'impulsion est très modifié, car le temps mis par les électrons pour atteindre l'anode varie considérablement en fonction de la distance de leur point r_o de formation,

$$t \simeq \frac{P^{\beta_o}\ r_o^{(\beta_o+1)}}{A_o^-\ V_o^{\beta_o(\beta_o+1)}} \simeq \frac{r_o}{(\beta_o+1)\ W_o^-}$$

On peut aussi remarquer sur l'expression (10) que l'amplitude de l'impulsion est indépendante de la distance r_o au fil de l'endroit où sont produits les ions primaires.

../..

1.2.2.3 Résolution théorique /39/

Soit $p(N)$ la probabilité d'avoir N électrons primaires.
La valeur moyenne est $\overline{n}_p = \overline{N} = \sum_N N.p(N)$.

Soit $\pi(n)$ la probabilité qu'un électron primaire donne n secondaires, on a alors $\overline{n}_\pi = \overline{n} = \sum_n n.\pi(n)$.

La probabilité d'avoir n électrons dans l'avalanche est :

$$s(n) = \sum p(N).\pi_N(n)$$

où $\pi_N(n)$ est la probabilité pour que N électrons primaires en créent n secondaires.

Le nombre moyen d'électrons dans les avalanches est alors :

$$\overline{\gamma} = \overline{n_s} = \sum n.s(n) = p(1).\sum n\,\pi(n) + p(2).\sum n.\pi_2(n) + \dots$$

soit

$$\overline{\gamma} = \overline{n_\pi} \sum N.p(N) = \overline{n_\pi}.\overline{n_p} = \overline{N}.\overline{n}$$

1.2.2.3.1 Ecart quadratique moyen. /39/

Soit σ_s l'écart quadratique moyen de n .

$$\sigma_s^2 = \overline{n_s^2} - \overline{n_s}^2$$

or $$\overline{n_s^2} = \sum n^2.s(n) = \sum_N p(N).\overline{n_{\pi_N}^2}$$

et $$\overline{n_{\pi_N}^2} = N.\sigma_\pi^2 + N^2.\overline{n_\pi}$$

d'où $$\overline{n_s^2} = \sigma_\pi^2.\overline{n_p} + \overline{n_\pi}^2.\overline{n_p^2}$$

et $$\sigma_s^2 = \sigma_\pi^2.\overline{n_p} + \overline{n_\pi}^2.\sigma_p^2$$

../..

Soit $$\left(\frac{\sigma_s}{\overline{n_s}}\right)^2 = \frac{1}{\overline{n_p}}\left(\frac{\sigma_\pi}{\overline{n_\pi}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_p}{\overline{n_p}}\right)^2$$

Donc si N est le nombre d'électrons primaires et n le nombre d'électrons secondaires créés par un primaire, la fluctuation du nombre total d'électrons $\gamma = Nn$ est /12/ :

$$\left(\frac{\sigma_\gamma}{\overline{\gamma}}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_N}{\overline{N}}\right)^2 + \frac{1}{\overline{N}}\left(\frac{\sigma_n}{\overline{n}}\right)^2 \qquad (11)$$

1.2.2.3.2 Fluctuation de l'ionisation primaire.

La loi de Poisson donnerait $\left(\frac{\sigma_N}{\overline{N}}\right)^2 = \frac{1}{\overline{N}}$, mais les résultats expérimentaux sont inférieurs à cette valeur théorique /14/.

FANO a alors posé $\left(\frac{\sigma_N}{\overline{N}}\right)^2 = \frac{F}{N}$ (avec $0{,}33 \leq F < 0{,}5$ pour l'hydrogène) et déterminé F en considérant chaque impact inélastique comme un processus élémentaire indépendant de la vitesse des particules incidentes, des sections efficaces et de leur nature. Ceci est inexact mais permet une base commode pour le calcul du facteur de FANO.

Par la suite KOROLEV a trouvé expérimentalement F = 0,22 et développé et approfondi la théorie de FANO /15/.

1.2.2.3.3 Fluctuation de l'ionisation secondaire /16/.

Considérons un électron primaire à l'instant initial soumis au champ électrique du compteur. La fluctuation $\left(\frac{\sigma_n}{\overline{n}}\right)^2$ du nombre d'électrons secondaires se calcule à partir de la probabilité d'avoir n électrons après un trajet s de l'électron primaire.

../..

Cas de la duplication simple.

La probabilité d'avoir n électrons à la distance s + ds est :

- la probabilité d'avoir n - 1 électrons à s multipliée par la probabilité que ces n - 1 en créent un de plus par ionisation dans l'intervalle ds.

- plus la probabilité d'avoir n électrons à la distance s multipliée par la probabilité qu'aucun n'ionise pendant ds.

Si $\alpha' ds$ est la probabilité pour qu'un électron engendre sur le parcours ds un autre électron on obtient :

$$P_n(s + ds) = P_{(n-1)}(s) C_{n-1}^{n-2} \alpha' ds \left(1 - \alpha' ds\right)^{(n-2)} + P_n(s) \left(1 - \alpha' ds\right)^n$$

L'équation générale s'écrit alors

$$\frac{dP_n}{ds} + n \alpha' P_n = (n-1) \alpha' P_{n-1} \qquad (12)$$

avec les conditions initiales $\frac{dP_1}{ds} + \alpha' P_1 = o$ $\quad P(o) = o$

$P_n(o) = o$

$n > 1$

La résolution de l'équation (12) donne $\sigma_n^2 = \sum_1^\infty (n^2 - \bar{n}^2) P_n(s)$

d'où $\left(\frac{\sigma_n}{\bar{n}}\right)^2 = 1 - e^{\int_o^s \alpha'(s) ds} \neq 1$, résultat en accord avec les théories de FRISCH /17/ et SNYDER /18/.

$$P_n = \frac{1}{\bar{n}} \left(1 - \frac{1}{\bar{n}}\right)^{n-1} \quad \text{c'est-à-dire} \quad n \gg 1$$

$$P_n = \frac{1}{\bar{n}} e^{-\frac{n}{\bar{n}}}$$

../..

Cas particuliers

Supposons que l'électron, pendant son libre parcours moyen, ait une énergie suffisante pour ioniser et qu'il ait une probabilité $\beta' ds$ d'être diffusé dans un angle de 180° et une probabilité $\delta' ds$ de se recombiner sur le parcours ds.

On obtient une équation du même type que (9), sa résolution donne alors

$$\left(\frac{\sigma_n}{\overline{n}}\right)^2 \# \frac{\alpha' + 4\beta' + \delta'}{\alpha' + 2\beta' - \delta'}$$

Dépendance de α' avec n

Dans les calculs précédents on suppose le coefficient α' indépendant du nombre d'électrons à la position s.

Mais si on envisage les différentes probabilités P_n d'avoir n électrons au niveau s, les cas correspondant à $n < \overline{n}$ se réfèrent à des électrons ayant subi moins de collisions ionisantes et ayant de ce fait acquis davantage d'énergie grâce au champ. Cette énergie acquise correspond généralement dans le cas du compteur proportionnel, à la partie décroissante de la courbe donnant la probabilité d'ionisation en fonction de l'énergie de la particule incidente (figure 9).

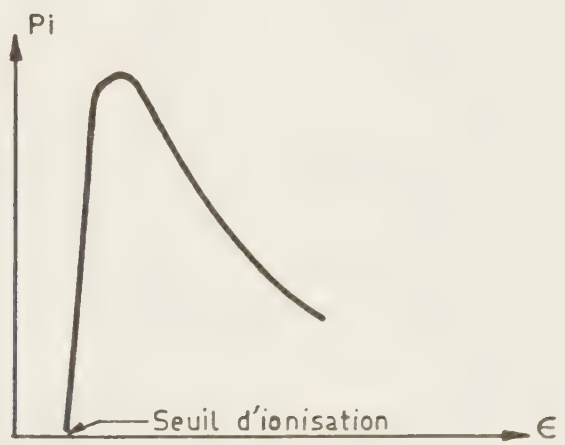


Figure 9 - Probabilité d'ionisation en fonction de l'énergie de la particule incidente.

../..

Il en résulte que la probabilité d'ionisation est une fonction décroissante du nombre d'électrons au niveau s.

Posons $\alpha'(s) = \alpha'_o(s) \cdot \left(1 + \frac{k}{n}\right)$

l'intégration de l'équation (9) donne $\bar{n} = (1 + k)e^{\int_o^{s'} \alpha'(s)ds} - k$

$$\left(\frac{\sigma_n}{\bar{n}}\right)^2 \# \frac{1}{1+k}$$

CURRAN/13/ a trouvé expérimentalement $\left(\frac{\sigma_n}{\bar{n}}\right)^2 = \frac{2}{3}$, on en déduit $k = \frac{1}{2}$, d'où la probabilité $P_n = B\left(\frac{n}{\bar{n}}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{n}{\bar{n}}}$ dont la courbe représentative est identique à celle trouvée par CURRAN.

Enfin la fluctuation de γ est :

$$\left(\frac{\sigma_\gamma}{\bar{\gamma}}\right)^2 = \frac{1}{\bar{N}}\left(F + \frac{1}{1+k}\right) \qquad (13)$$

On définit la résolution d'un compteur comme étant le rapport de la largeur de raie à mi-hauteur, à l'énergie correspond à la raie. Elle est reliée à la relation (10) par la formule suivante :

$$r = 2{,}36 \cdot \left(\frac{\sigma_\gamma}{\gamma}\right)$$

1.2.2.4 Causes de la détérioration de la résolution.

- La présence dans le gaz de remplissage de corps électronégatifs tels que l'oxygène ou la vapeur d'eau, provoque des phénomènes d'attachement. Ainsi les électrons attachés ne contribuent pas à la formation de l'impulsion, et détériorent la résolution d'une manière importante.

On montre que la résolution r est proportionnelle à $\left(\frac{1 + \xi c}{1 + \xi c}\right)^{\frac{1}{2}}$

où ξ est une constante dépendant de la nature des corps électronégatifs et c leur concentration.

../..

- L'orientation de la trace primaire influe sur le temps de montée de l'impulsion et par conséquent sur son amplitude.

- Il est aussi évident que si le fil d'anode possède de nombreuses irrégularités, ou s'il est mal centré, le champ électrique dans la zone de multiplication en est affecté et par conséquent le coefficient d'amplification gazeuse A.

- On peut penser que le bruit de fond de l'électronique associée au compteur apporte une contribution importante à la détérioration de la résolution. En fait il n'en est rien, car les coefficients d'amplification gazeuse (de 10^2 à 10^4) élevés permettent d'avoir un rapport signal sur bruit très supérieur à 1.

1.2.3 Le compteur utilisé

Une coupe schématique est donnée par la figure 10.

Son aspect est celui d'un compteur classique, mais de dimensions plus importantes.

Une première partie cylindrique en acier inoxydable formant cathode est échancrée longitudinalement pour permettre un montage facile de l'anode et des anneaux.

Elle possède latéralement :

- des bornes haute tension en alumine supportant le fil d'anode en molybdène recuit, dont le diamètre - 25 μ - est garanti à 2 % près;

- deux anneaux de protection de 3 mm de diamètre en fer-nickel, entourant le fil et portés au même potentiel. Leur but est de réduire l'influence du champ au voisinage de la fixation du fil, où peuvent exister des pointes métalliques provoquant des amorçages nocifs.

- deux anneaux de garde de 13 mm de diamètre, en acier inoxydable, entourant le fil et ses anneaux de protection.

Ils uniformisent le champ au voisinage du fil et délimitent la zone de détection. Leur potentiel est théoriquement celui qu'aurait l'équipotentielle de même diamètre si le compteur était assimilé à un condensateur cylindrique infiniment long. En fait, ce potentiel est ajusté pour donner la résolution la plus étroite.

../..

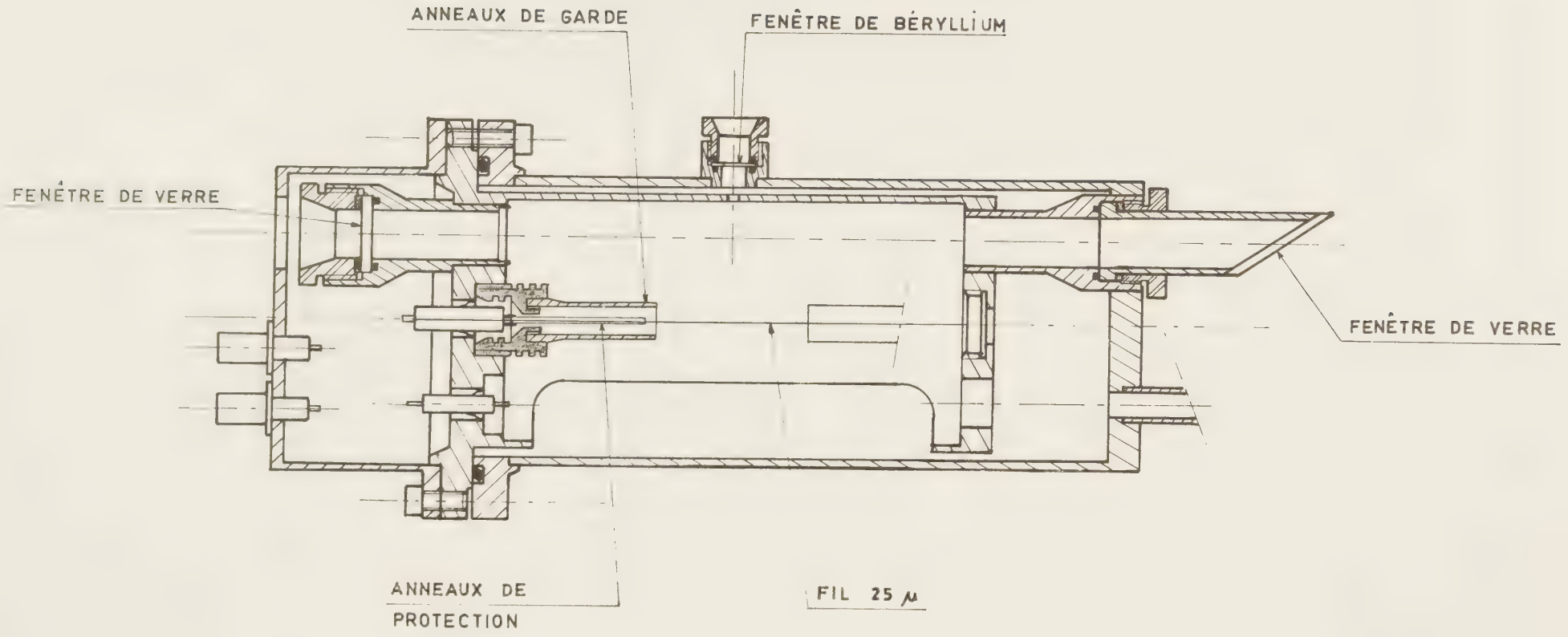


FIGURE 10 COUPE SCHÉMATIQUE DU COMPTEUR

ECHELLE 1/2

- Un tube de ∅ 20 mm dont l'axe est à 3 cm de l'axe du fil est obturé par une fenêtre de verre afin de laisser passer le faisceau laser.

Une deuxième enveloppe entourant la précédente assure l'étanchéité. Elle est munie latéralement d'un tube obturé par une fenêtre inclinée suivant l'angle de brewster et dont l'axe est celui du tube décrit ci-dessus, et d'un conduit de pompage. Une fenêtre de béryllium de 0,5 mm d'épaisseur est placée sur l'enveloppe et permet de disposer les sources radioactives nécessaires à l'étalonnage du compteur.

Le compteur est rempli du gaz rare à étudier, ou d'un autre gaz non électronégatif permettant encore un fonctionnement correct du compteur.

1.3 L'électronique

Il s'agit de relever le nombre d'électrons produits dans le gaz par le faisceau laser, en fonction de l'intensité lumineuse.

La fréquence des tirs laser est de un coup toutes les trois minutes. Ce temps est nécessaire au refroidissement et à la stabilisation de température du barreau de verre dopé au néodyme. Il a paru utile d'automatiser l'enregistrement des différentes grandeurs.

La figure 11 donne un schéma de l'ensemble de mesure.

Les mesures des grandeurs caractérisant la lumière laser se font au moyen d'un calorimètre et d'une cellule photo-électrique.

Le compteur relève le nombre de charges créées dans son gaz de remplissage.

Ces grandeurs sont transformées en impulsions électriques facilement mesurables.

L'enchaînement, le but et le principe des différents appareils d'électronique vont être décrits dans l'ordre au cours des paragraphes suivants:

1.3.1 Mesure de l'énergie lumineuse

Afin d'assurer une fidélité acceptable du laser pendant la durée des expériences, on maintient constants, dans la mesure du possible, tous les paramètres du laser, en particulier la tension de charge des condensateurs stockant l'énergie nécessaire au pompage optique.

Un jeu d'atténuateurs en verre spécial, résistant aux fortes intensités lumineuses, permet d'atténuer le faisceau (voir figure 11).

Un calorimètre C.G.E à cônes de graphite reçoit une partie du faisceau obtenue par réflexion sur une lame de verre, et en mesure l'énergie à chaque tir (figure 11).

Il est constitué de deux cônes, l'un recevant la lumière et l'autre servant de référence de température, sur lesquels sont disposés un grand nombre de thermo-couples qui relèvent l'élévation de température du premier cône (figure 12).

../..

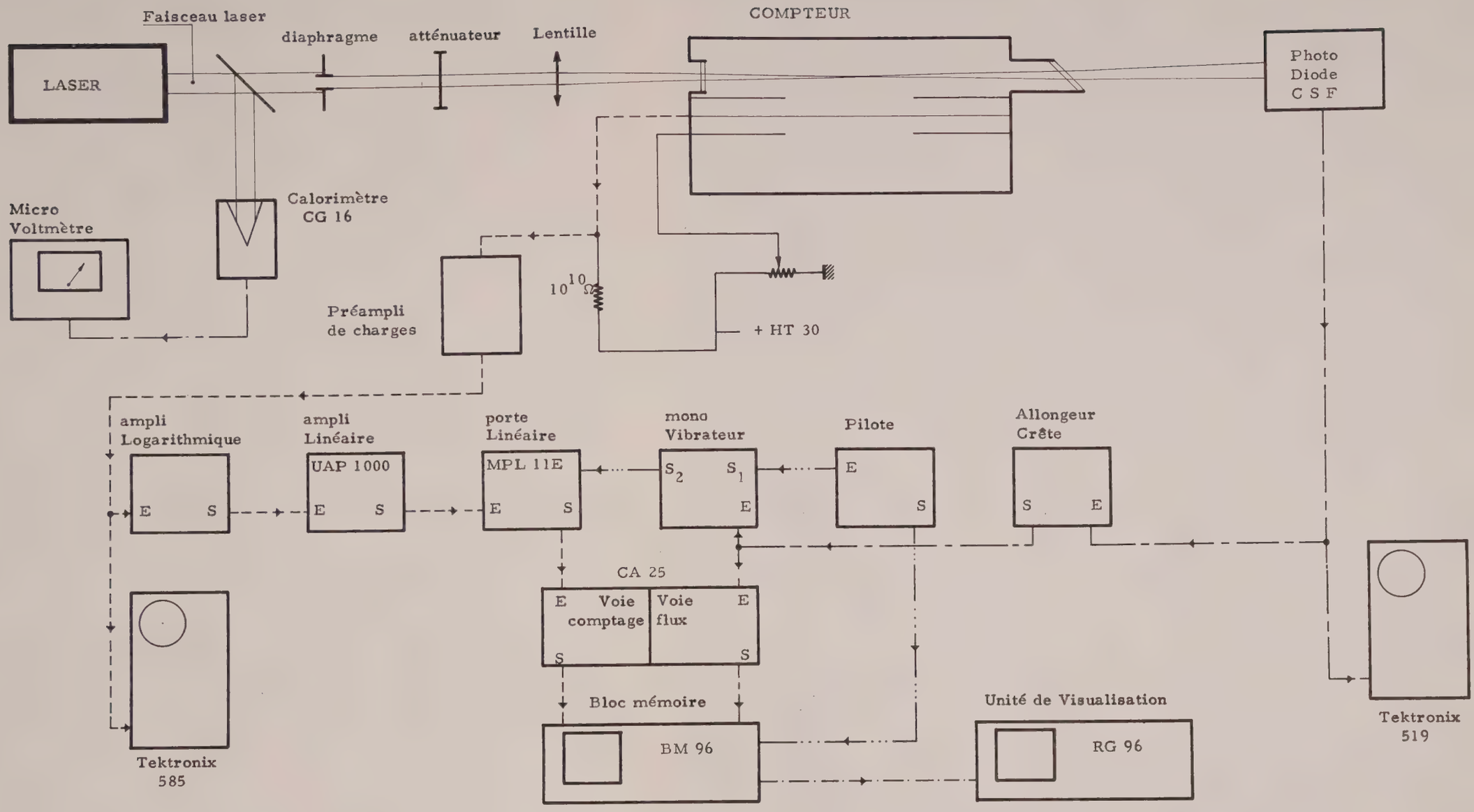


FIG. 11 - Schéma de l'appareillage

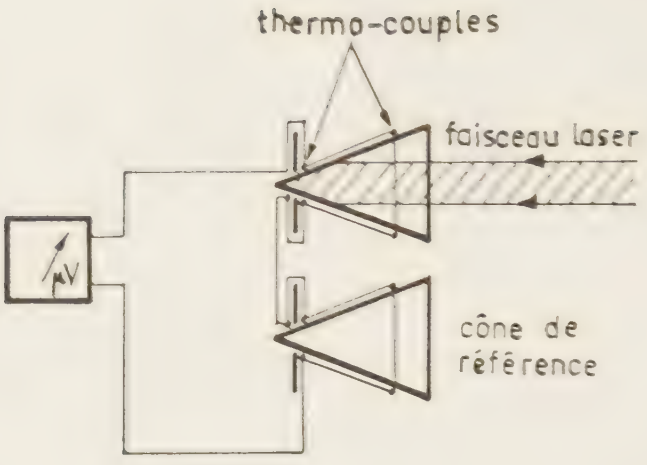


Figure 12 - Schéma du calorimètre.

Ce calorimètre est linéaire pour des flux lumineux inférieurs à 500 mJ/cm^2 et délivre une tension de 101 μV par joule lumineux.

La durée de refroidissement des cônes est de l'ordre de cinq minutes.

La non linéarité pour des flux supérieurs à la limite précédente est due à la destruction partielle du graphite : volatilisation et formation de CO_2 et CO. On ferait alors une erreur par défaut sur la mesure de l'énergie.

1.3.2 Mesure de l'intensité lumineuse

1.3.2.1 La photodiode

Le faisceau laser ayant traversé le compteur est reçu par une cellule photosensible C.S.F. dont la cathode est recouverte d'une couche d'oxydes alcalins de faible travail électronique de sortie (inférieur à 1 eV) et dont l'anode est portée au potentiel de 1.000 Volts.

../..

Cette cellule rapide spécialement conçue pour des intensités lumineuses importantes possède un temps de montée t_{mc} inférieur à 500 ps.

Elle délivre une impulsion de tension représentant assez fidèlement le flux lumineux en fonction du temps.

Ces impulsions sont visualisées sur différents oscillographes dont les temps de montée sont les suivants :

OCT 587	t_{mo}	7 ns
TEKTRONIX 517	t_{mo}	3 ns
TEKTRONIX 519	t_{mo}	250 ps

Le temps de montée de l'ensemble est alors

(14) $$t_{me} = \sqrt{t_{mo}^2 + t_{mc}^2}$$ soit respectivement t_{me} = 7 ns, 3 ns, 600 ps

Dans les premières expériences les impulsions lumineuses ont une durée à mi-hauteur de 35 et 65 ns.

Elles ont été relevées par les deux premiers oscillographes dont les temps de montée par rapport à la durée de l'impulsion lumineuse semblaient suffisant (3 à 7 ns).

Le dernier oscillographe T 519 a été utilisé dans les expériences suivantes pour relever des impulsions lumineuses de durée de 2 à 3 ns.

Le dispositif d'enregistrement des différentes grandeurs n'acceptant que des impulsions de tension rectangulaires de durée suffisante, il est alors nécessaire d'allonger les impulsions sortant de la photo-diode.

C'est le rôle de l'allongeur crête (voir côté droit de la figure 11).

../..

1.3.2.2 L'allongeur crête (figure 13).

L'entrée de l'allongeur est connectée à la sortie de la photo-diode. Il délivre une impulsion de durée constante de 2 à 3 μs à partir d'une impulsion de durée de quelques dizaines de nanosecondes, et dont, l'amplitude maximale est proportionnelle à celle du signal d'entrée.

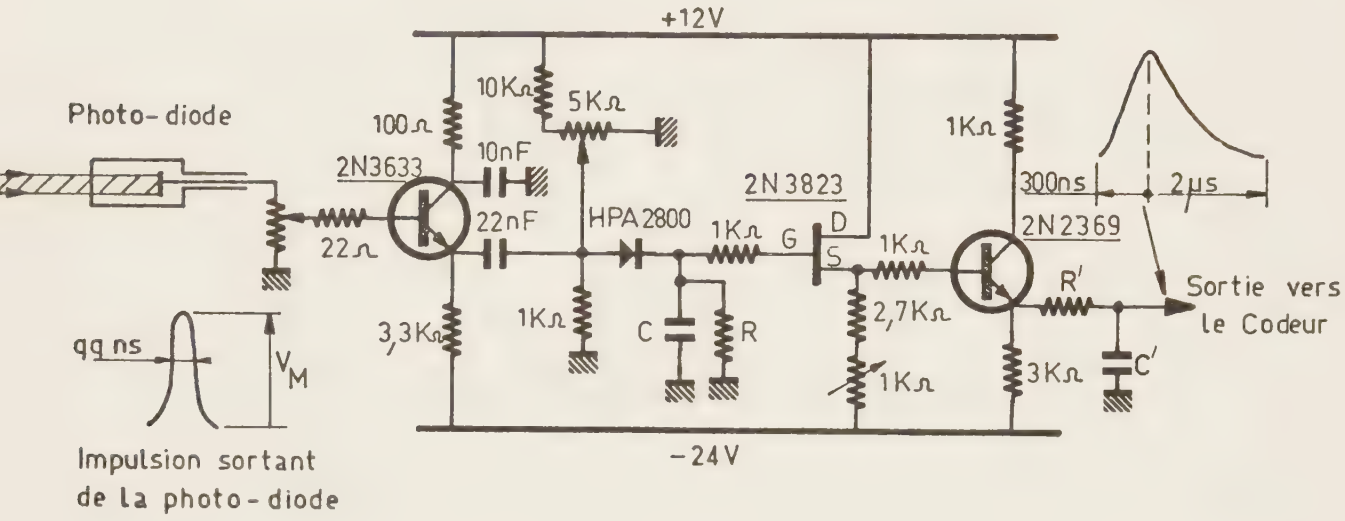


Figure 13 - Schéma de l'allongeur crête.

Le premier étage comprenant le transistor 2N3633 sert de source de tension à basse impédance pour attaquer la diode HPA 2800. Lors de la montée de l'impulsion d'entrée, le condensateur C se charge jusqu'au maximum de l'amplitude V_M. Lors de la redescente la diode étant polarisée en inverse bloque le courant et le condensateur C= 100 pf reste chargé à V_M, puis se décharge dans la résistance R = 23 kΩ avec la constante de temps RC = 23.10^{3} x 100.10^{-12} = 2,3 μs.

Le transistor à effet de champ 2N3823 (T.E.C.) monté en émetteur-suiveur permet de séparer les étages d'entrée et de sortie. En effet son impédance d'entrée élevée de l'ordre de $10^{11}\Omega$ empêche toute réaction sortie-entrée.

../..

La cellule d'intégration R'C' ($R = 260\,\Omega$, $C = 500$ pf) détermine le temps de montée de l'impulsion recueillie à la sortie de l'allongeur ($t_m \simeq 150$ ns à mi-hauteur).

1.3.3 Mesure du nombre d'électrons recueillis dans le compteur

Connaissant le coefficient d'amplification gazeuse et la charge totale collectée par les électrodes du compteur à chaque tir laser, on en déduit le nombre d'ions créés par le faisceau laser dans le gaz.

1.3.3.1 Le préamplificateur de charges

Afin de recueillir toutes les charges, on associe au compteur un préamplificateur de charges qui délivre une impulsion de tension d'amplitude maximale proportionnelle au nombre de charges recueillies.

C'est un amplificateur rapide de très grand gain A_v , contre-réactionné par une capacité $C_a = 0{,}5 \mp 0{,}25$ pf et une résistance $R_a = 10^{10}\,\Omega$.

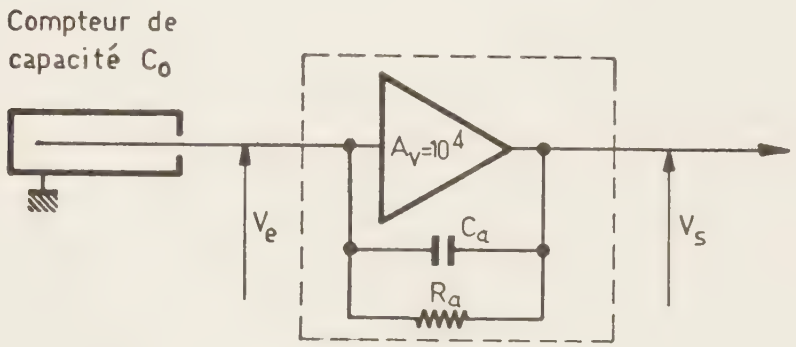


Figure 14 - Schéma du préamplificateur

../..

La tension de sortie V_s du préamplificateur est donnée par la formule suivante :

si $\dfrac{C_o}{-A_v C_a} \ll 1$

$$V_s(p) = \frac{R_a \mathcal{L}\left(\frac{dQ_{in}}{dt}\right)}{(R_a C_a p + 1)}$$

où p est la variable de Laplace

Q_{in} la charge induite donnée par la formule (10)

et $\mathcal{L}\left(\frac{dQ_{in}}{dt}\right)$ la transformée de Laplace de $\frac{dQ_{in}}{dt}$

soit encore $V_s(p) = \dfrac{R_a p \mathcal{L}(Q_{in})}{(R_a C_a p + 1)}$

et si $R_a C_a$ est grand devant le temps $\frac{\theta_3 a}{b}$

$$V_s(p) \simeq \frac{\mathcal{L}(Q_{in})}{C_a}$$

d'où en revenant à l'original $V_s \simeq \dfrac{Q_{in}}{C_a}$

1.3.3.2 L'amplificateur logarithmique

Comme on désire collecter un nombre d'électrons primaires compris entre 1 et 10^5 ou plus, on associe au préamplificateur un amplificateur logarithmique /19/ dont l'amplitude V_{s2} des impulsions qu'il délivre est une fonction logarithmique de l'amplitude des impulsions qu'il reçoit.

$$(15) \qquad V_{s2} = \mathrm{Log}_{b2} \frac{V_{e2}}{\alpha_2}$$

../..

Le circuit de base utilisé pour obtenir le logarithme réalise une approximation par segments de droite (figure 15).

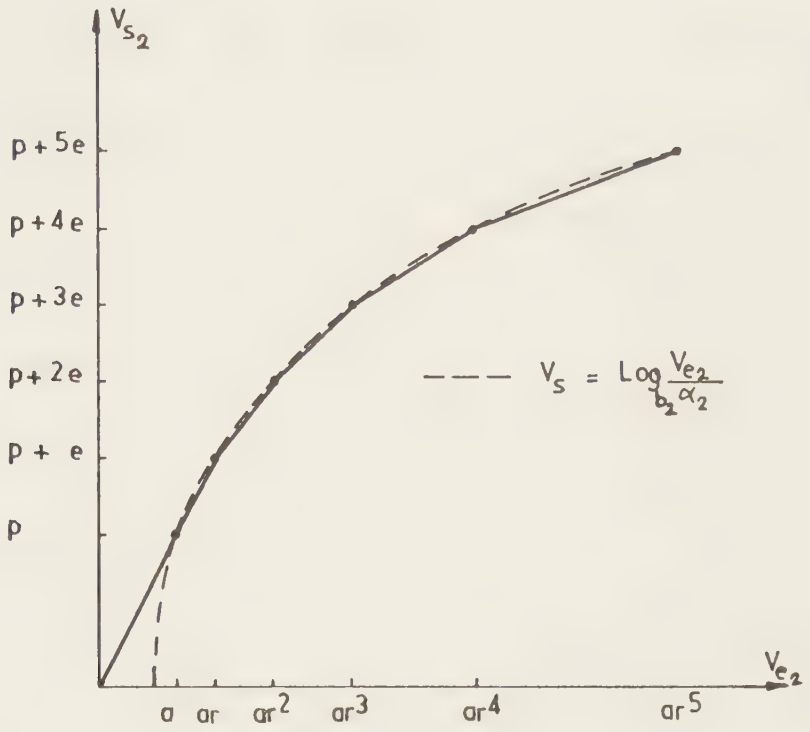


Figure 15.

α_2 est une constante et Log_{b_2} est le logarithme de base b_2 .

A la suite de cet ensemble on place un amplificateur linéaire, capable d'ajuster l'amplitude des impulsions à la valeur désirée.

.../...

1.3.3.3 L'amplificateur linéaire.

Le gain est variable de 1 à 10^3.

Cet amplificateur d'impulsions possède en outre un dispositif de mise en forme.

Les impulsions qu'il reçoit ont un temps de montée variable et une durée de l'ordre de quelques millisecondes. Cette durée est beaucoup trop grande pour que ces impulsions puissent être utilisées par le système d'enregistrement. C'est la raison pour laquelle on doit les mettre en forme, c'est-à-dire leur imposer un temps de montée et une durée déterminés.

Le dispositif de mise en forme est indiqué sur la figure 16.

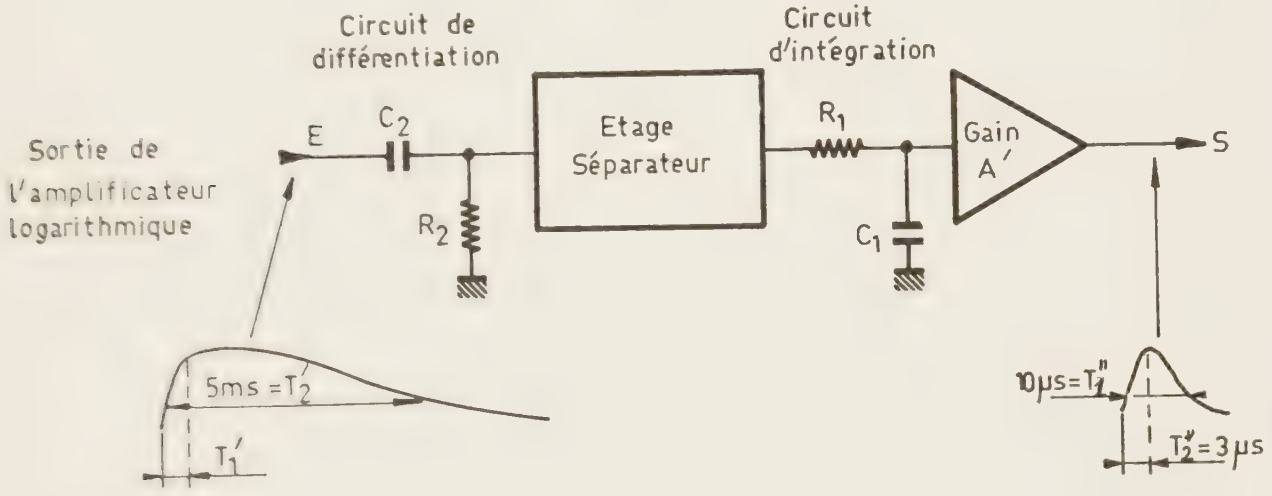


Figure 16 - Schéma de principe de l'amplificateur linéaire

../..

Appelons T'_2 et T'_1 respectivement les temps de descente et de montée de l'impulsion d'entrée.

Le circuit de différentiation de constante de temps $\tau_2 = R_2 C_2$ diminue la durée de l'impulsion longue sortant de l'amplificateur logarithmique et le circuit d'intégration lui impose un temps de montée $\tau_1 = R_1 C_1$ dans la mesure où les conditions $\tau_2 < T'_2$ et $\tau_1 > T'_1$, sont réalisées.

Examinons la réponse de ces circuits à un échelon unité.

Soit $V_s(p)$ la transformée de Laplace de l'impulsion de sortie de l'amplificateur.

$$V_s(p) = \frac{A' \tau_2 p V_e(p)}{(\tau_1 p + 1)(\tau_2 p + 1)}$$

$V_e(p)$ est la transformée de l'échelon unité $= \frac{1}{p}$

d'où $$V_s = \frac{A' \tau_2}{(\tau_1 p + 1)(\tau_2 p + 1)}$$

Soit en revenant à l'original

$$V_s(t) = \frac{A' \tau_2}{\tau_2 - \tau_1} \left(e^{-\frac{t}{\tau_2}} - e^{-\frac{t}{\tau_1}}\right) \qquad \text{pour } \tau_1 \neq \tau_2$$

et $$V_s(t) = \frac{A' t}{T} e^{-\frac{t}{T}} \qquad \text{pour } \tau_1 = \tau_2 = T$$

On constate en dérivant ces expressions que le temps de montée de l'impulsion est $T''_1 = \tau_1$ et que le temps de descente T''_2 est sensiblement égal à τ_2.

Enfin τ_1 et τ_2 sont ajustés expérimentalement afin de détériorer le moins possible la résolution.

../..

1.3.3.4 La porte linéaire

On connecte à l'amplificateur linéaire une porte linéaire que l'on ouvre pendant 50 µs, en coïncidence avec le passage du faisceau laser dans le compteur, au moyen d'un monovibrateur.

L'ouverture de 50 µs est nécessaire pour ne laisser passer que les impulsions venant du compteur et uniquement dues à l'ionisation du gaz par le faisceau laser.

La probabilité d'avoir une autre impulsion due aux cosmiques pendant l'ouverture de la porte, est de l'ordre 10^{-2}, donc suffisamment faible.

1.3.3.5 Le monovibrateur (figure 17)

Cet appareil de type classique fournit l'impulsion de 50 µs qui commande l'ouverture de la porte linéaire.

Il est déclenché par l'impulsion venant de l'allongeur crête, synchrone de l'impulsion lumineuse.

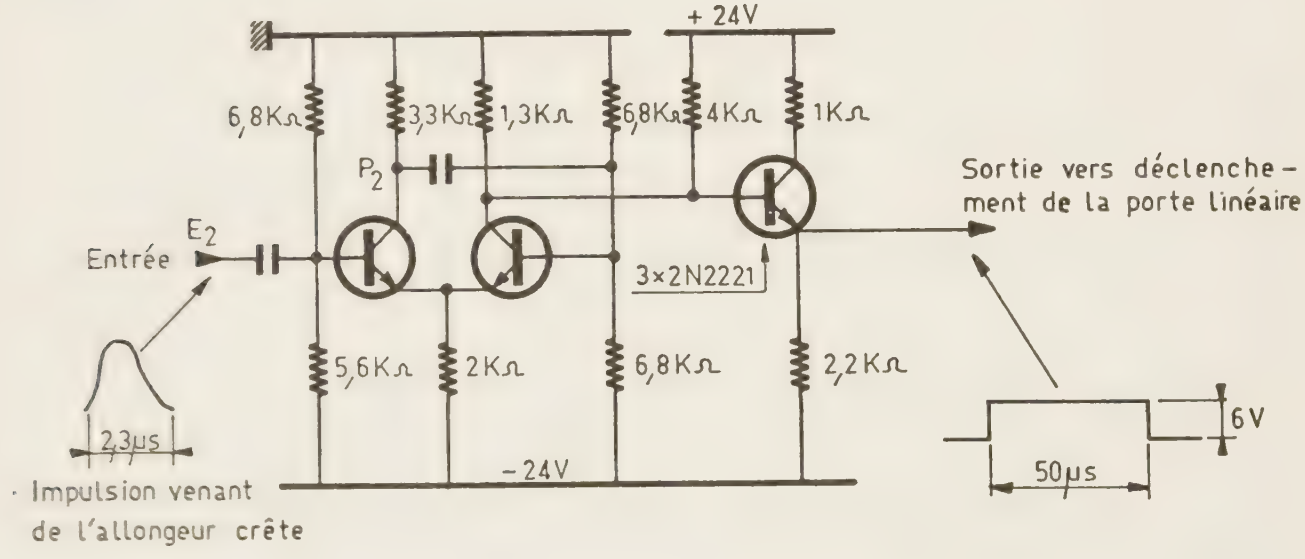


Figure 17 - Schéma du monovibrateur.

../..

1.3.4 Enregistrement des mesures

L'enregistrement des mesures de l'intensité lumineuse et du nombre d'électrons recueillis se fait par mise en mémoire dans une mémoire à tores de ferrite.

Ce procédé nécessite une conversion analogique-numérique des impulsions électriques représentant les mesures.

A cette fin on utilise pour effectuer la conversion un double codeur d'amplitude Intertechnique CA 25, l'un des codeurs faisant la conversion des impulsions "flux lumineux" sortant de l'allongeur crête, l'autre codeur convertissant les impulsions "nombre d'électrons" sortant de la porte linéaire.

Le codage est du type amplitude-temps. Il est réalisé par la décharge linéaire d'un condensateur préalablement chargé à l'amplitude maximale de l'impulsion à coder. La durée de la décharge est proportionnelle à l'amplitude des impulsions.

Pendant ce temps une porte est ouverte à un train d'impulsions à 2 ou 4 MHz qui effectue la conversion.

Le registre de sortie des codeurs présente le résultat en code binaire pur.

Les codeurs admettent à l'entrée des impulsions positives de temps de montée compris entre 0,3 et 2 µs et de temps de descente de 2 µs. La linéarité intégrale est 0,25 % et la linéarité différentielle inférieure à 2 %.

Les "mots binaires" résultant du codage des impulsions sont mis en mémoire dans un bloc mémoire Intertechnique BM 96.

Le BM 96 comporte 4096 tores de ferrite qui basculent lorsqu'ils sont excités. Chaque point figuratif est numéroté et correspond à une valeur déterminée de l'intensité lumineuse et du nombre d'électrons recueillis.

La mise en mémoire ne doit s'effectuer que lorsque chaque codeur a terminé sa conversion.

L'ordre de mise en mémoire dans le BM 96 est envoyé 50 µs après le début

../..

de la conversion, ce temps est suffisant même pour les plus grandes impulsions acceptées par le codeur.

L'ordre est constitué par l'envoi dans le bloc mémoire, d'une impulsion de durée 1 µs et d'amplitude 7 Volts $\bar{+}$ 20 %. Celle-ci est formée à l'aide du front de descente de l'impulsion d'ouverture de la porte (figure 18).

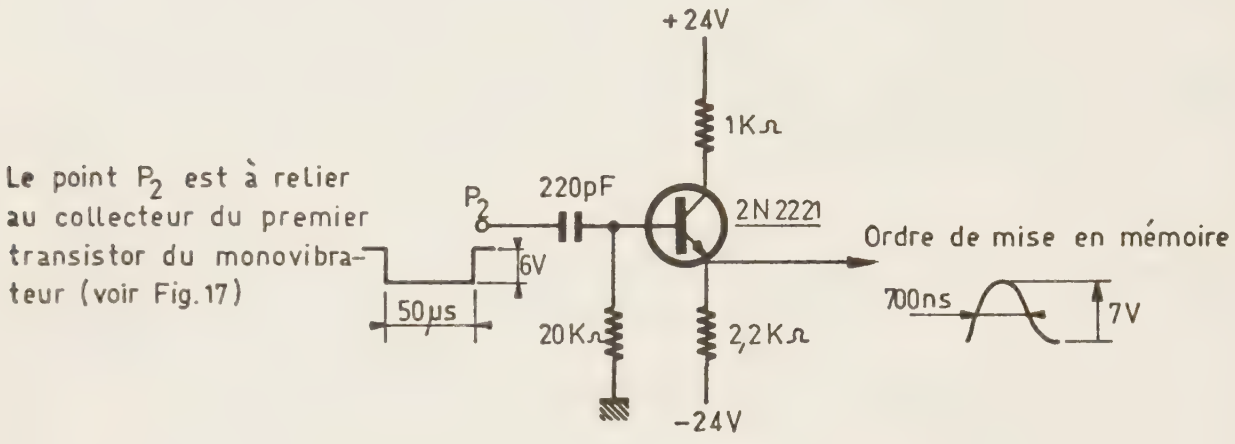
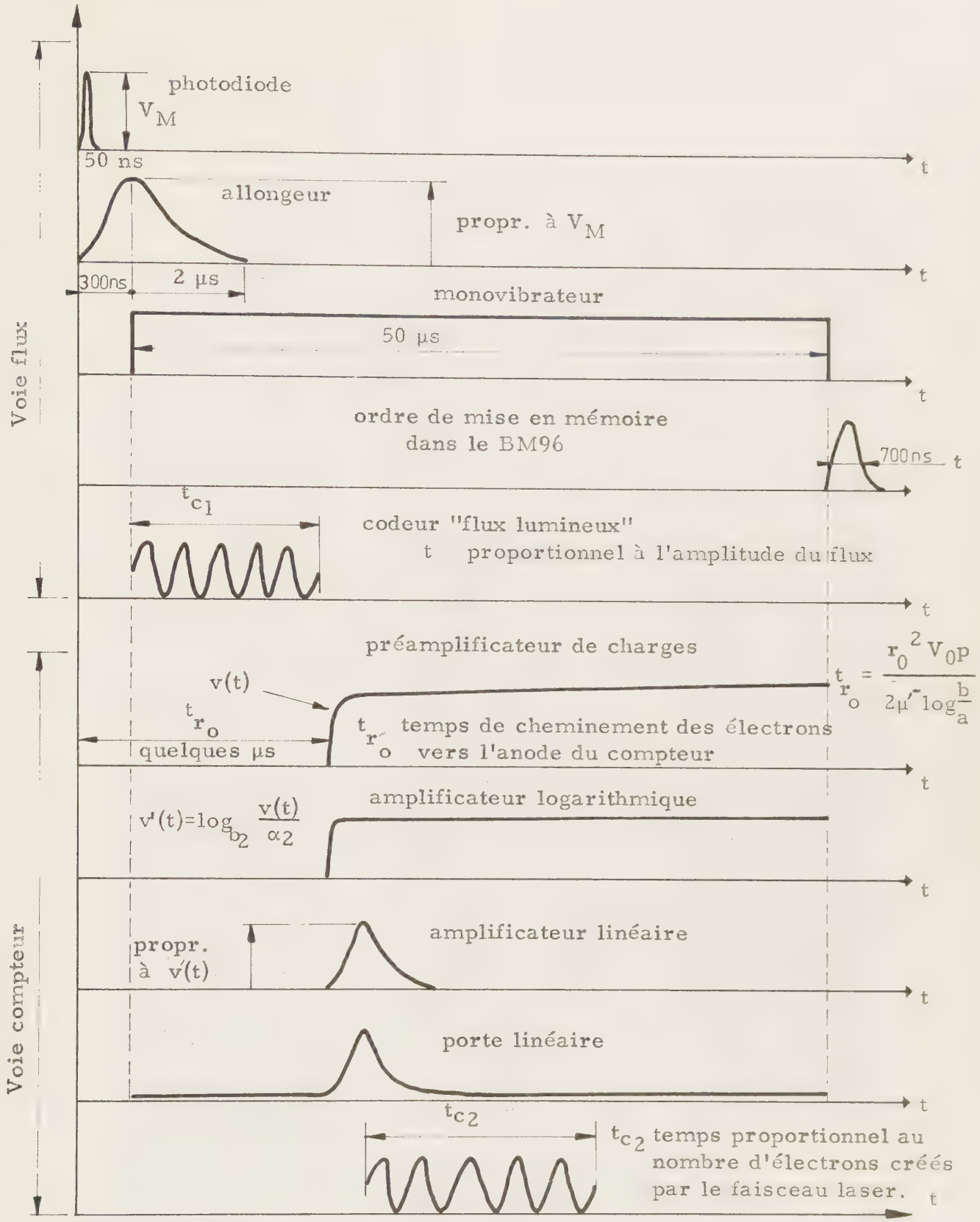


Figure 18 - Schéma du circuit de formation de l'ordre de mise en mémoire.

Le résultat de la mise en mémoire est visualisé dans une unité de visualisation Intertechnique RG 96 associée au BM 96. Il se présente sous la forme d'un point lumineux dans une matrice (128 x 32 = 4096 points), de points plus sombres.

Dans la représentation choisie les colonnes correspondent aux différentes valeurs du maximum de l'intensité laser, et les lignes au nombre d'électrons créés par le faisceau laser dans le gaz de remplissage du compteur proportionnel.

../..



1.3.5 Ordre chronologique et forme des impulsions principales qui parcourent toute l'électronique - FIG. 18 bis.

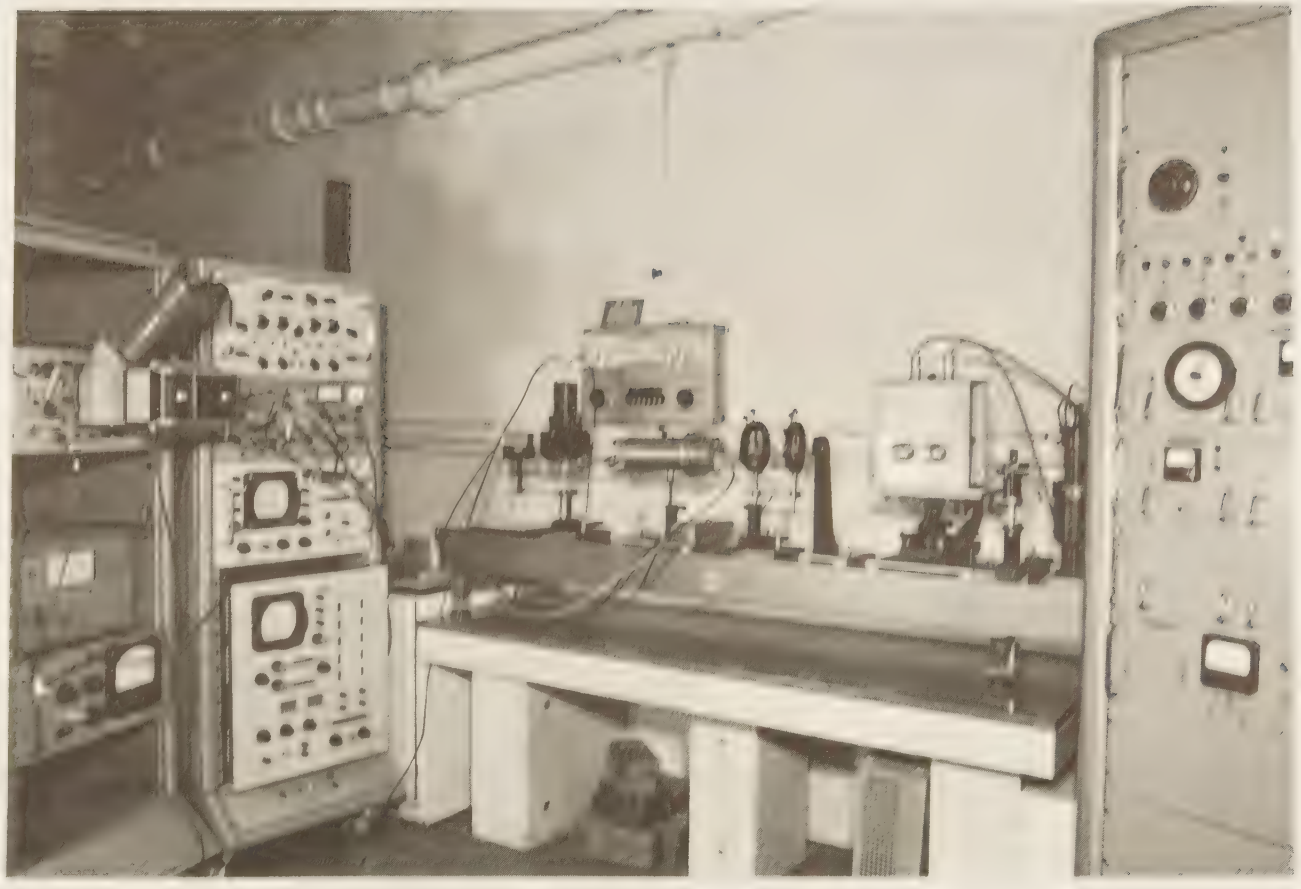


Fig. 19 - Vue d'ensemble de l'installation

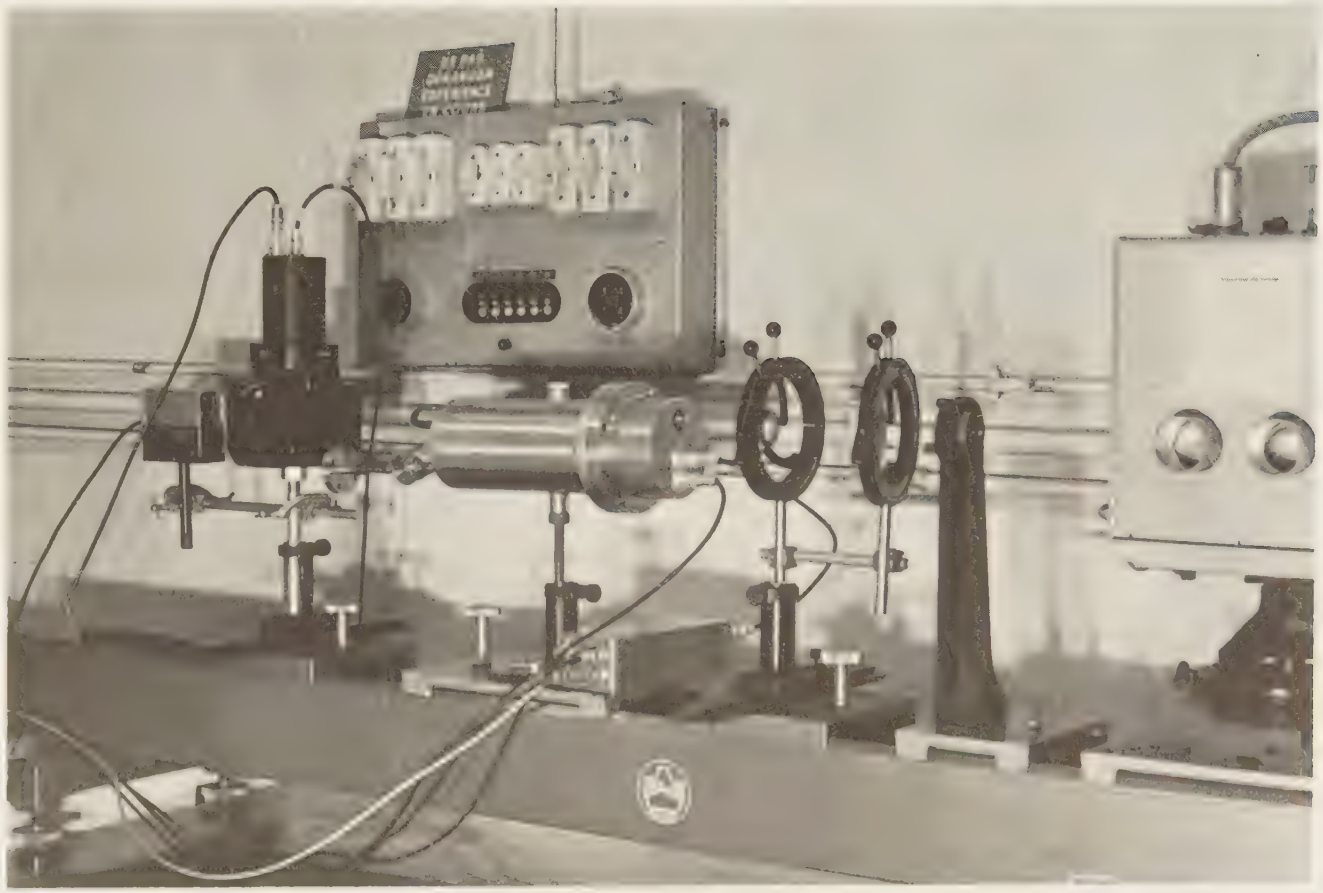


Fig 20 : Vue du banc expérimental

Fig 21 : Vue externe du compteur proportionnel

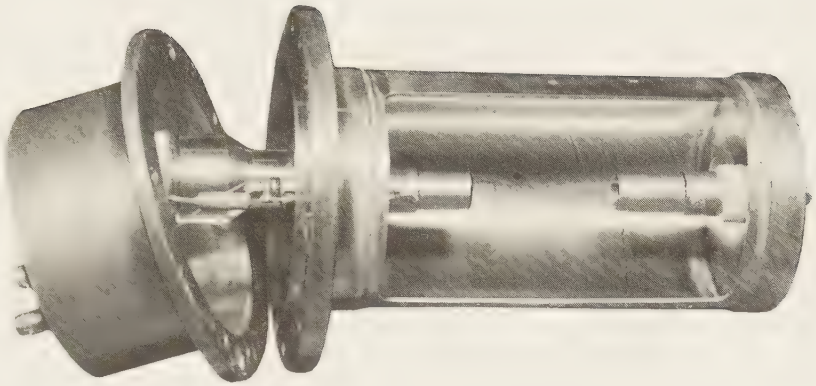


Fig :22 - Vue interne du compteur

2. TRAVAUX EXPERIMENTAUX (Vues de l'installation: figures 19 à 22)

Il convient de scinder en deux étapes les différents travaux :

- étude expérimentale de l'appareillage
- présentation des résultats de l'ionisation des gaz par le rayonnement laser.

2.1 Etude expérimentale de l'appareillage (schéma : figure 11)

2.1.1 Mesures du rayonnement laser

Le calorimètre CG 16 mesure l'énergie lumineuse qui traverse le compteur. La précision de la mesure est de 1 % à 3 %. La photodiode CSF 24.75 relève la variation temporelle de l'intensité laser.

Un filtre interférentiel (λ = 10600 Å) affranchit la photodiode des lumières parasites. Un jeu d'atténuateurs ajuste la quantité de lumière reçue afin d'avoir une réponse linéaire.

Les figures 23 et 24 représentent une impulsion recueillie à la sortie de la pbotodiode, vue par des oscillographes de temps de montée différents.

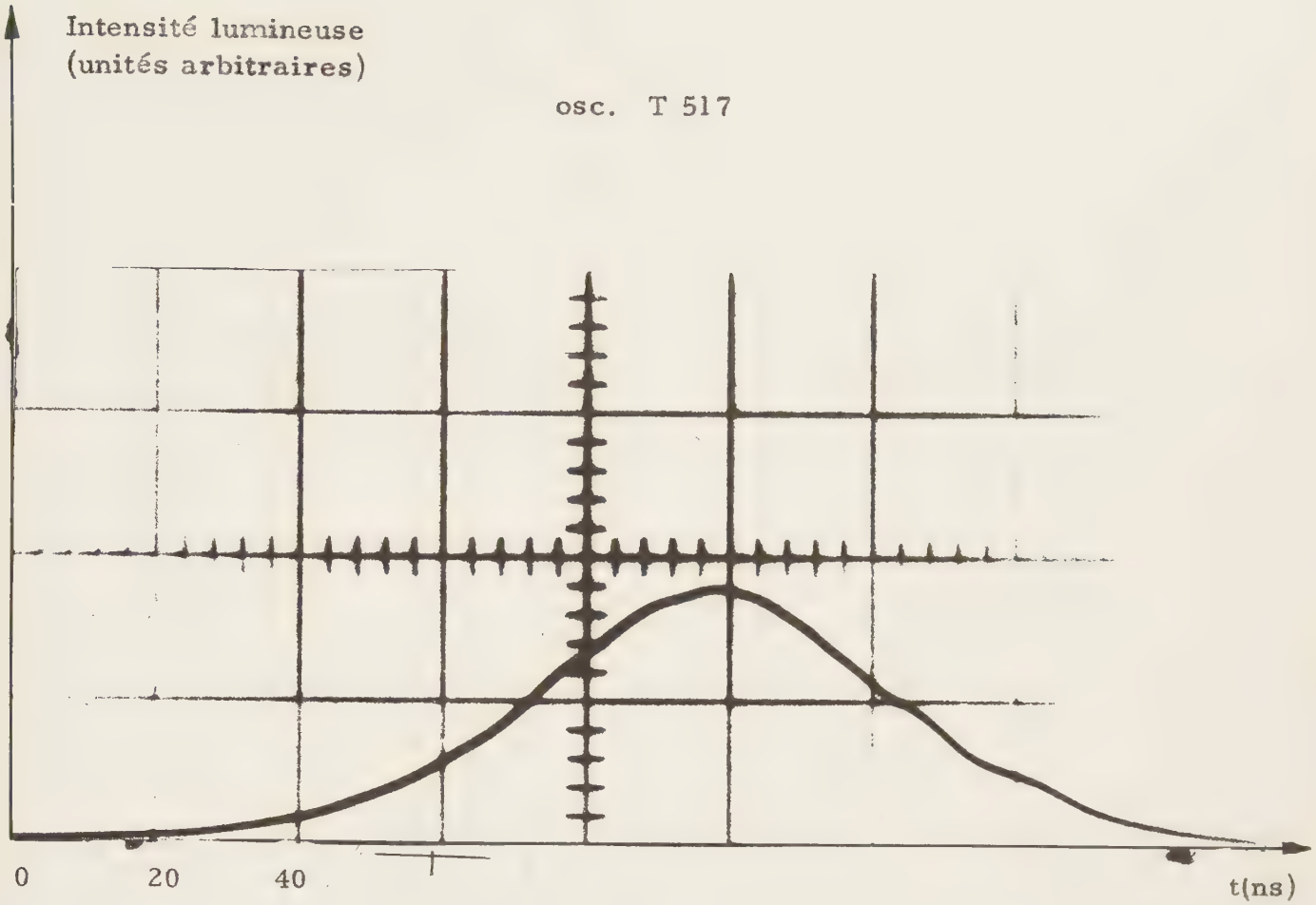
On constate qu'une impulsion lumineuse de 65 ns à mi-hauteur dont l'image apparaît comme uniforme sur un oscillographe de temps de montée de 7 ns (figure 23) est en fait formée d'un grand nombre de petites crêtes (figure 23) qui ne se reproduisent pas au même instant à chaque tir laser. Ce fait existe certainement aussi lorsque les impulsions sont de durée plus courte (de l'ordre de la nanoseconde).

Cependant le temps de montée trop important (600 ps) de l'ensemble de mesure intègre les petites crêtes et ainsi ne permet pas de les voir sur un oscillogramme.

Nous verrons par la suite l'incidence de ces crêtes sur la précision des résultats de mesure de l'ionisation des gaz par le rayonnement du laser.

Mis en parallèle sur l'oscillographe, l'allongeur crête transforme les impulsions de quelques dizaines de nanosecondes en une impulsion de durée plus grande (figure 25), dont l'amplitude maximale est proportionnelle à l'amplitude crête du signal qu'il reçoit. L'impulsion est alors convertie dans le codeur d'amplitude CA25

../..



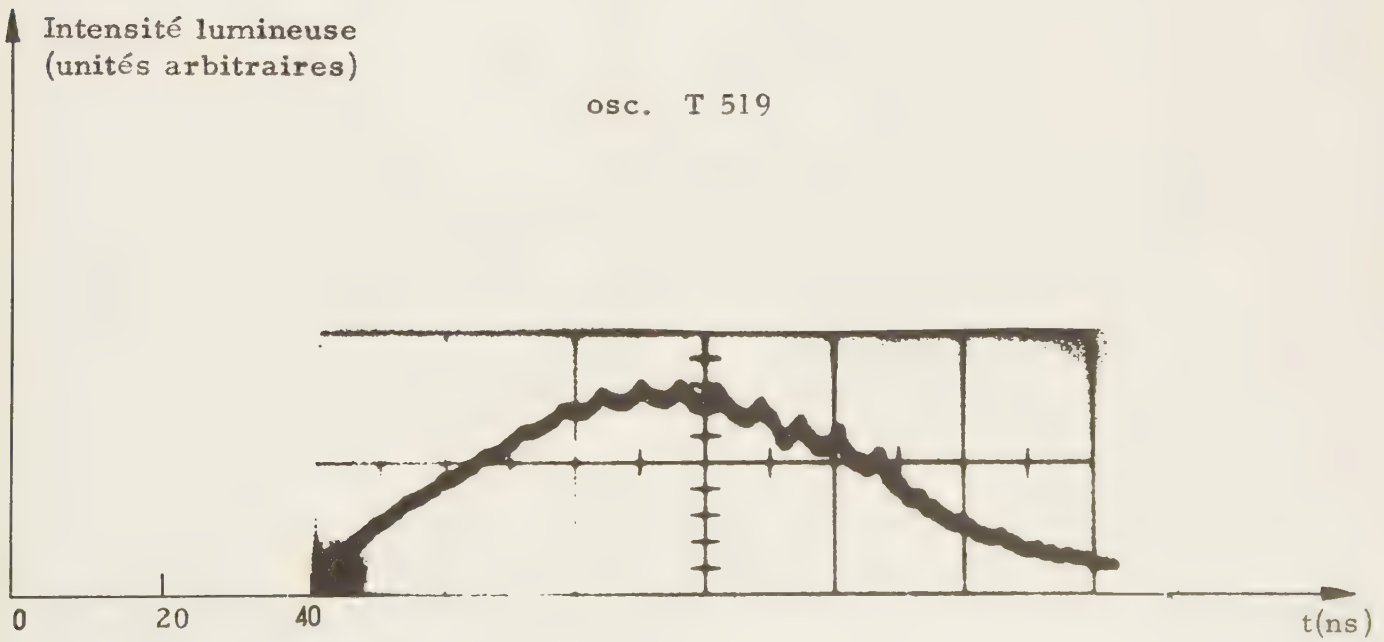


FIG. 23 - Impulsion lumineuse - vue par deux oscillographes différents.

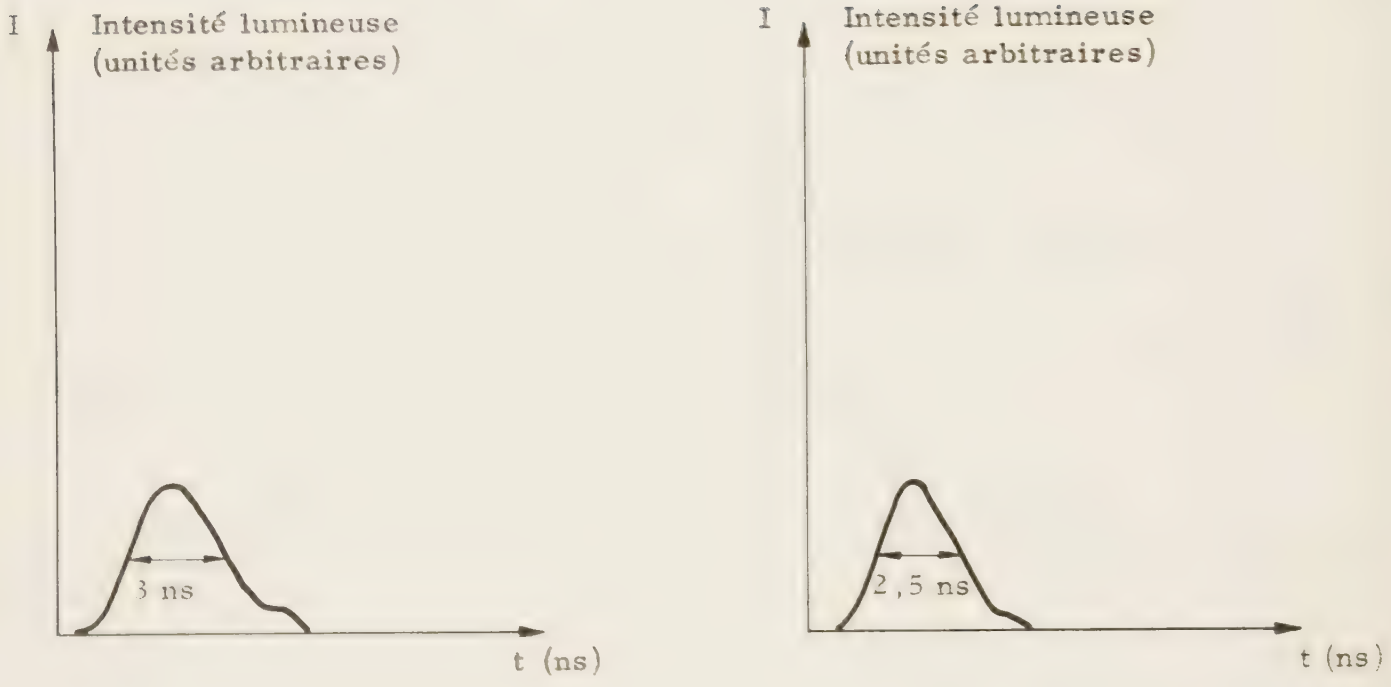


FIG. 24 - Forme des impulsions lumineuses de 2 à 3 ns à mi-hauteur, vue par un oscillographe T 519 (t_{me} = 550 ps)

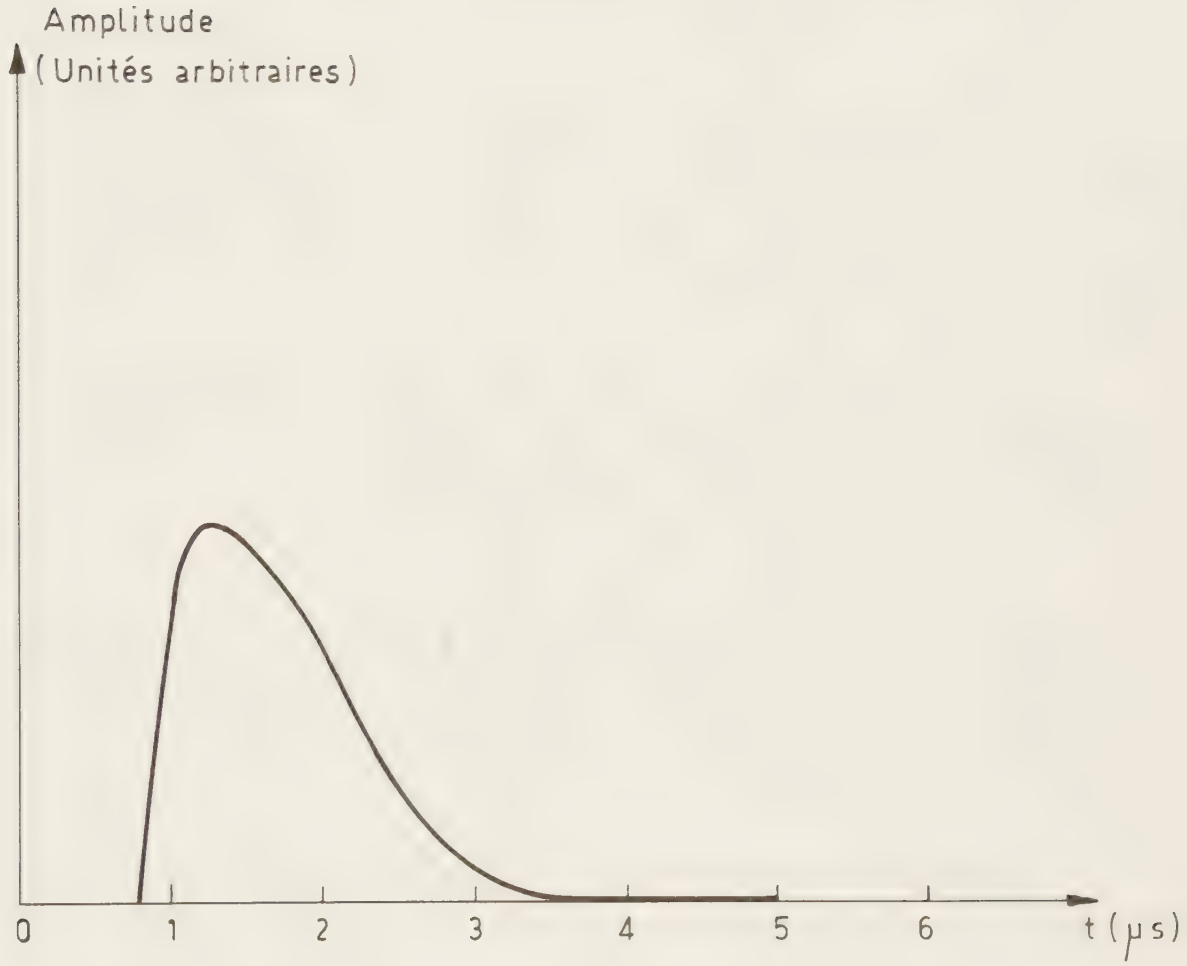


Fig. 25 Forme d'une impulsion sortant de l'allongeur crête

et le résultat est présenté sous la forme d'un point lumineux dans l'unité de visualisation RG 96.

La figure 26 représente les courbes d'étalonnage de l'ensemble de mesure de l'intensité lumineuse crête. La linéarité intégrale est meilleure que 1,5 % et la précision sur la mesure est de 2 %.

2.1.2 Mesure du nombre d'ionisations créées dans le gaz étudié

2.1.2.1 Etalonnage de l'électronique associée au compteur

Avant de tester le compteur proportionnel il est nécessaire d'étudier l'électronique spéciale qui lui est associée. Les impulsions test produites par un générateur précis sont des créneaux de 50 µs de durée et de temps de montée variable de 100 ns à 1 µs. La linéarité intégrale est de 1 % et la linéarité différentielle de 3 % sur 32 canaux.

La figure 27 représente la courbe d'étalonnage de l'ensemble comprenant l'amplificateur logarithmique, l'amplificateur linéaire, la porte linéaire, le codeur d'amplitude, puis le bloc mémoire et l'unité de visualisation.

2.1.2.2 Test du compteur proportionnel

Il est utile de préciser dans quelle mesure on peut affirmer que le gaz de remplissage du compteur scellé garde sa pureté pendant toute l'expérience.

Les opérations de pompage et de remplissage sont effectuées de la manière suivante :

- dans un premier temps on fait le vide dans l'enceinte à l'aide d'une pompe à palettes dont la vitesse de pompage est de 10 m^3/h, et le vide limite 10^{-3} torr.

- Après avoir atteint le vide limite de la pompe primaire en 1 heure de pompage, on connecte une pompe secondaire à sublimation de titane dont la vitesse de pompage est 8 l/s quelque soit la pression au niveau de la pompe (de 10^{-4} à 10^{-8} torr).

../..

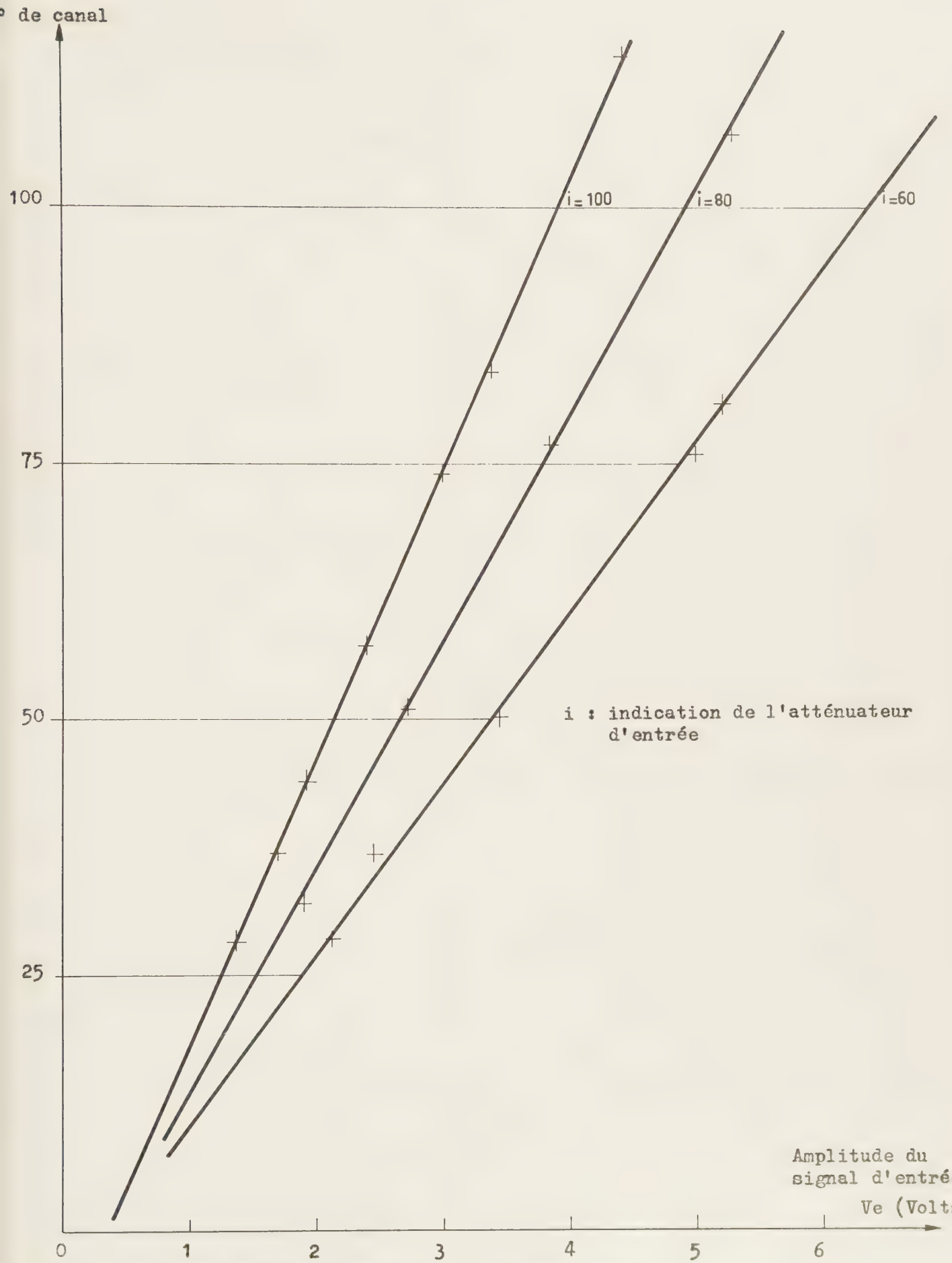


Fig : 26 – Courbe d'étalonnage de l'allongeur crête
(pente de conversion du CA^{25} : 4 V pour 128 canaux)

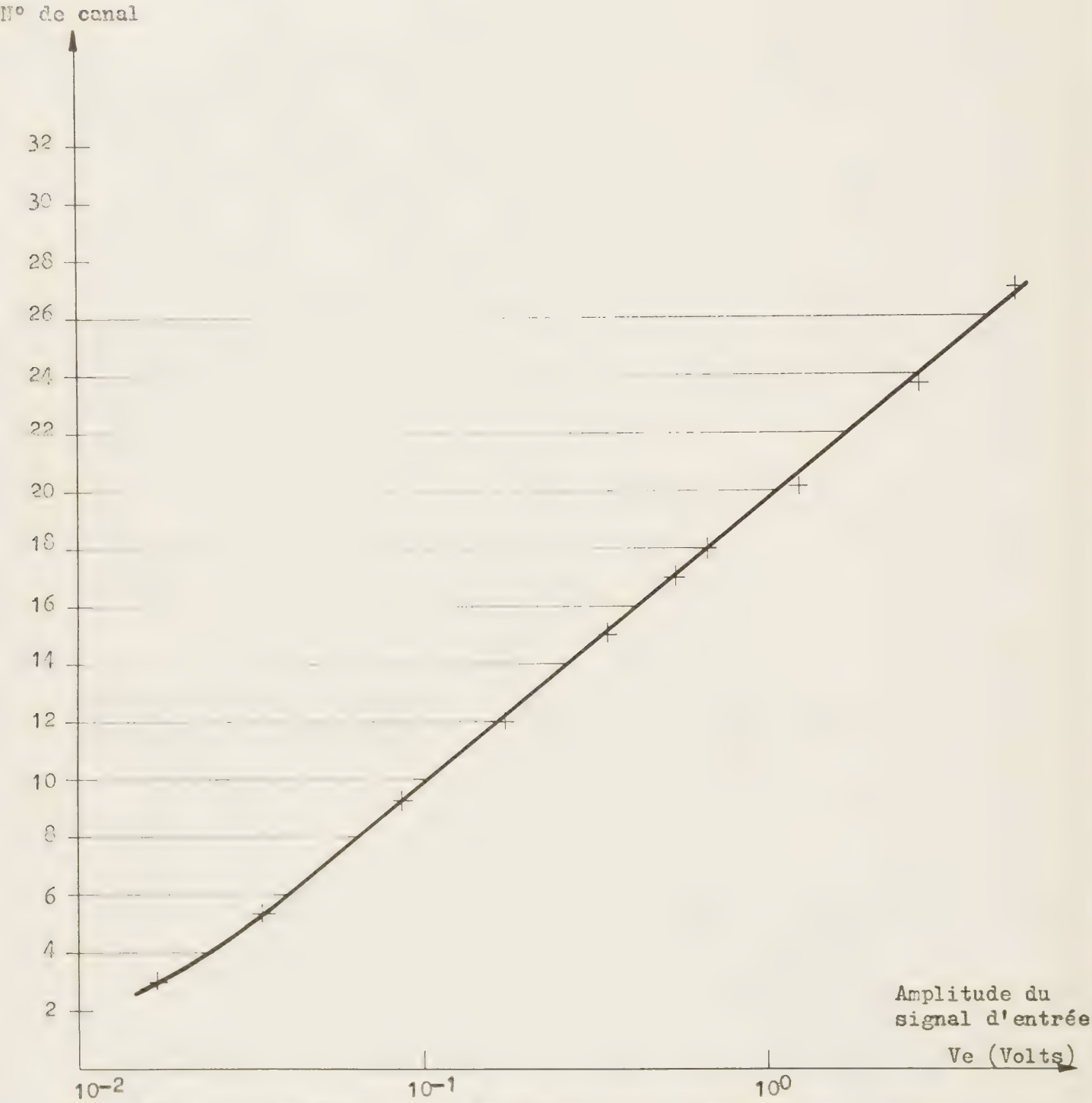


Fig : 27 - Courbe d'étalonnage de l'électronique associée au compteur proportionnel.

(pente de conversion du CA25 : 8 V pour 32 canaux)

Calculons le temps de pompage nécessaire à l'obtention d'un vide convenable de 10^{-6} torr .

Pour des pressions inférieures à 10^{-3} torr on doit tenir compte du dégazage des parois internes du compteur.

Voici quelques données :

- volume du compteur 1 litre environ
- surface des matériaux en présence du vide
  - acier inoxydable 1700 cm^2
  - delrin 150 cm^2
  - stéatite 10 cm^2
  - Joints Français de perbuman 40 cm^2

Le vide est limité par les joints. En effet au bout de 10 heures de pompage le flux de dégazage spécifique du perbuman est de 10^{-6} torr.l/s.cm^2, soit cent fois plus grand que celui de l'acier inoxydable.

Le flux de dégazage Q est alors 10^{-6} x 40 = 4.10^{-5} torr.l/s.

Soit P_1 la pression de l'enceinte, P_2 la pression au niveau de la pompe, C, la conductance de la canalisation (figure 28).

On ne tient pas compte des fuites car le compteur est étanche au test à hélium.

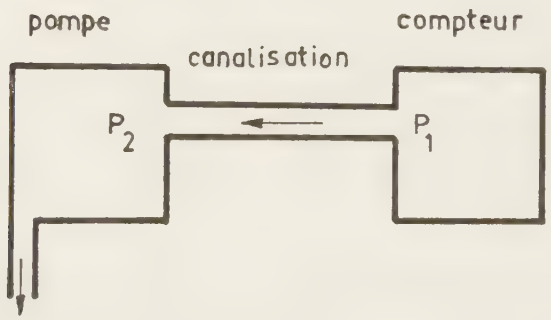


Figure 28 - Schéma de l'ensemble de pompage.

../..

On a $Q = C_1 (P_2 - P_1)$ (16)

Soit S_1 la vitesse de pompage au niveau de la pompe

$$Q = S P_2 \quad (17)$$

d'où $$P_1 = P_2 \left(1 + \frac{S_1}{C_1}\right) \quad (18)$$

Comme $S_1 = 8$ l/s et $C_1 = 0,16$ l/s on en déduit

$$P_1 \simeq 50\ P_2$$

Au bout de 10 heures de pompage $P_1 = \frac{50\ Q}{S_1} = 6.10^{-4}$ torr et au bout de 30 heures $P_1 = 1,5 . 10^{-4}$ torr.

Il est donc très difficile de descendre en dessous de 10^{-4} torr sans accélérer le dégazage. Pour y remédier nous avons chauffé l'enceinte vers 70°C, limite supérieure de la température permettant de ne pas altérer l'efficacité des joints de perbuman.

La pression P_2 est alors 4.10^{-8} torr au bout de 50 heures de pompage, soit $P_1 = 2.10^{-6}$ torr. Le flux de dégazage spécifique est 3.10^{-1} torr l/s cm ^{2}, on peut remarquer que le fait d'avoir chauffé à 70°C pendant 3 heures diminue le temps de pompage dans le rapport 3.

Le compteur est ensuite rempli du gaz à étudier à la pression atmosphérique, puis vidé deux heures après.

Le cycle est répété plusieurs fois.

Une semaine après le remplissage, temps correspondant à la durée d'une expérience dans un gaz donné, on relève la proportion d'impuretés désorbées par les parois.

On a constaté à chaque fois, que celle-ci était inférieure à l'impureté initiale du gaz introduit (de 10^{-2} % en pourcentage en volume).

../..

Le test de bon fonctionnement du compteur s'effectue au moyen de sources radioactives de rayons X.

On associe au compteur un préamplificateur de charges PSC 2B, à faible bruit électronique, et un amplificateur linéaire possédant un dispositif de mise en forme par des circuits d'intégration puis différentiation de constantes de temps $_1$ et $_2$ à choisir lors de l'expérience.

On relève alors le spectre d'énergie des différentes sources, au moyen d'un analyseur d'amplitude SA 40 B.

A chaque énergie du rayonnement émis correspond une raie dont le rapport de la largeur à mi-hauteur à l'énergie correspondant à la raie représente la résolution du compteur pour le rayonnement et le gaz considérés.

L'argon-méthane (98 % d'A, 2 % de CH_4), gaz habituel de remplissage des compteurs classiques est utilisé dans les premiers essais. Le méthane est un gaz de coupure qui absorbe les photons de désexcitation de l'argon.

Les constantes de mise en forme $_1$ et $_2$ ont été fixées à 3 us, afin d'obtenir le maximum de résolution du compteur.

Celle-ci est de 16 % dans l'argon-méthane pour la raie XK du F_e^{55} (E = 5,95 KeV) et de 9 % pour le Cd^{109} (E = 22,2 KeV).

(19) La résolution théorique est $r = 2{,}36 \cdot \frac{\sigma_\gamma}{\bar{\gamma}} = \frac{0{,}35}{\sqrt{E_{kev}}}$, soit 14,7 % pour F_e^{55}, et 7,6 % pour le Cd^{109}, valeur théorique proche de celle obtenue, qui est de l'ordre de grandeur de celles des meilleurs compteurs classiques.

Dans le cas d'un gaz rare pur la résolution obtenue est de l'ordre de 30 % pour le F_e^{55}.

../..

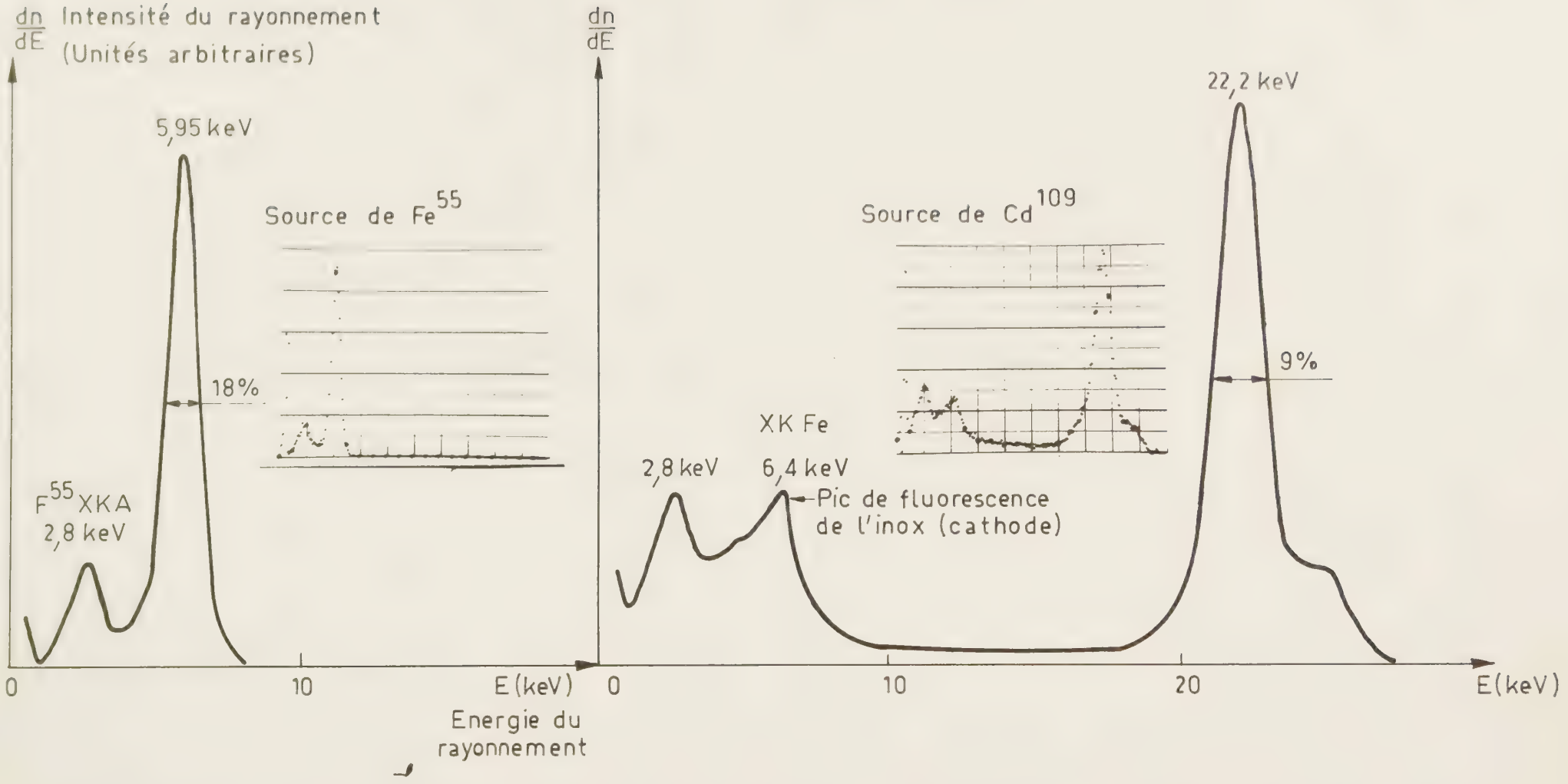


Fig. 29 Spectres de sources de rayonnement X dans l'Argon – Méthane à la pression P = 760 torrs

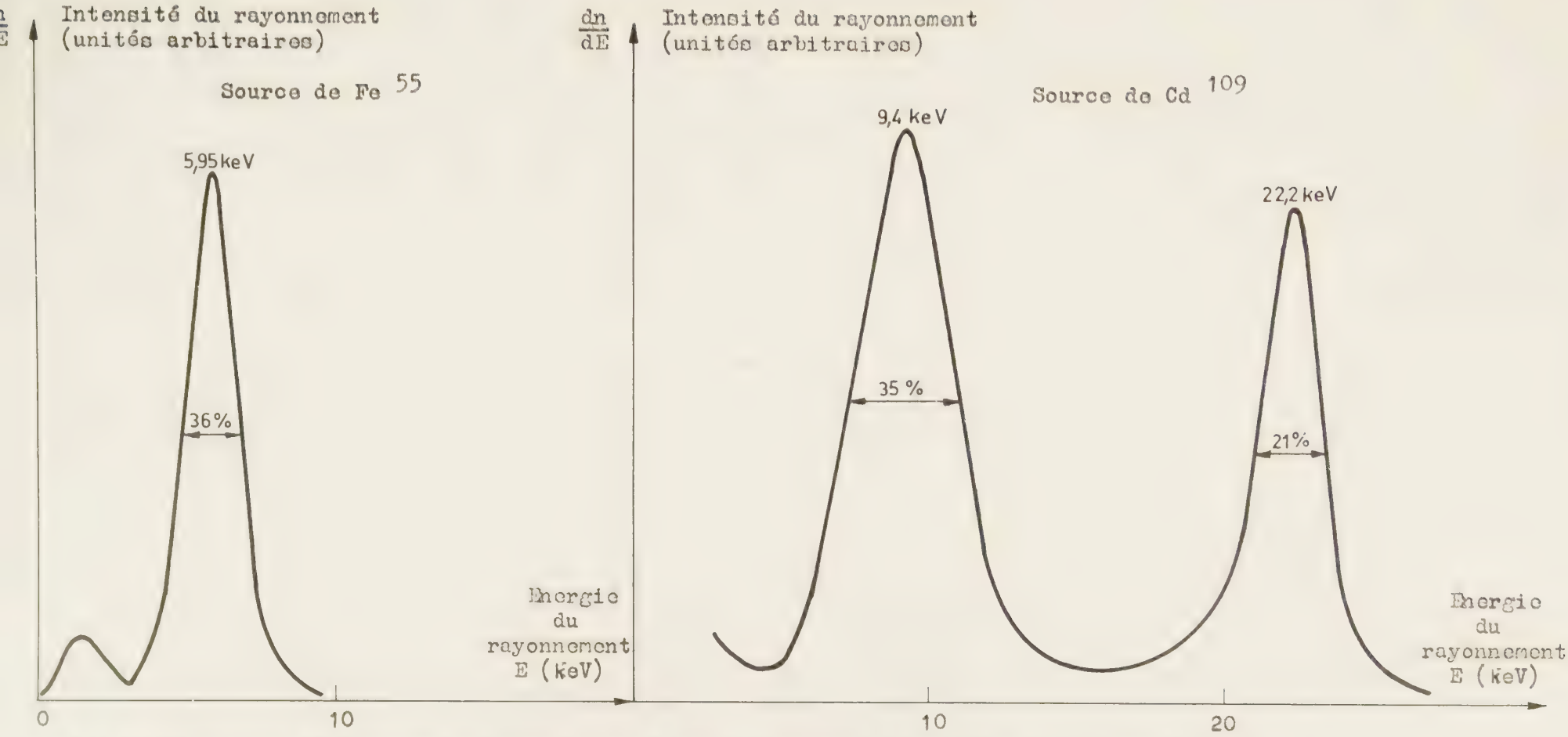


Fig : 30 - Spectres de sources de rayonnement X dans le Krypton à la pression p = 380 torrs

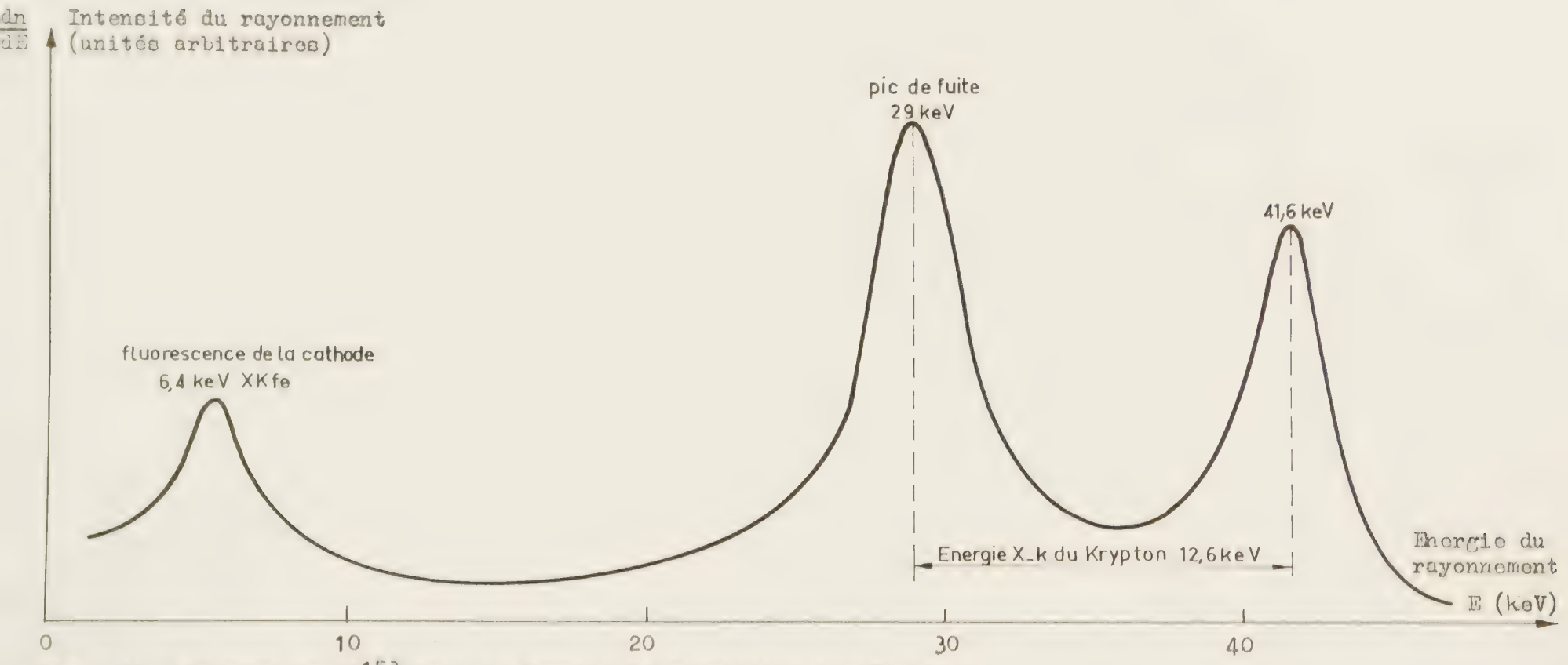


Fig : 31 - Spectre du Gd^{153} dans le Krypton à la pression de 380 torrs.

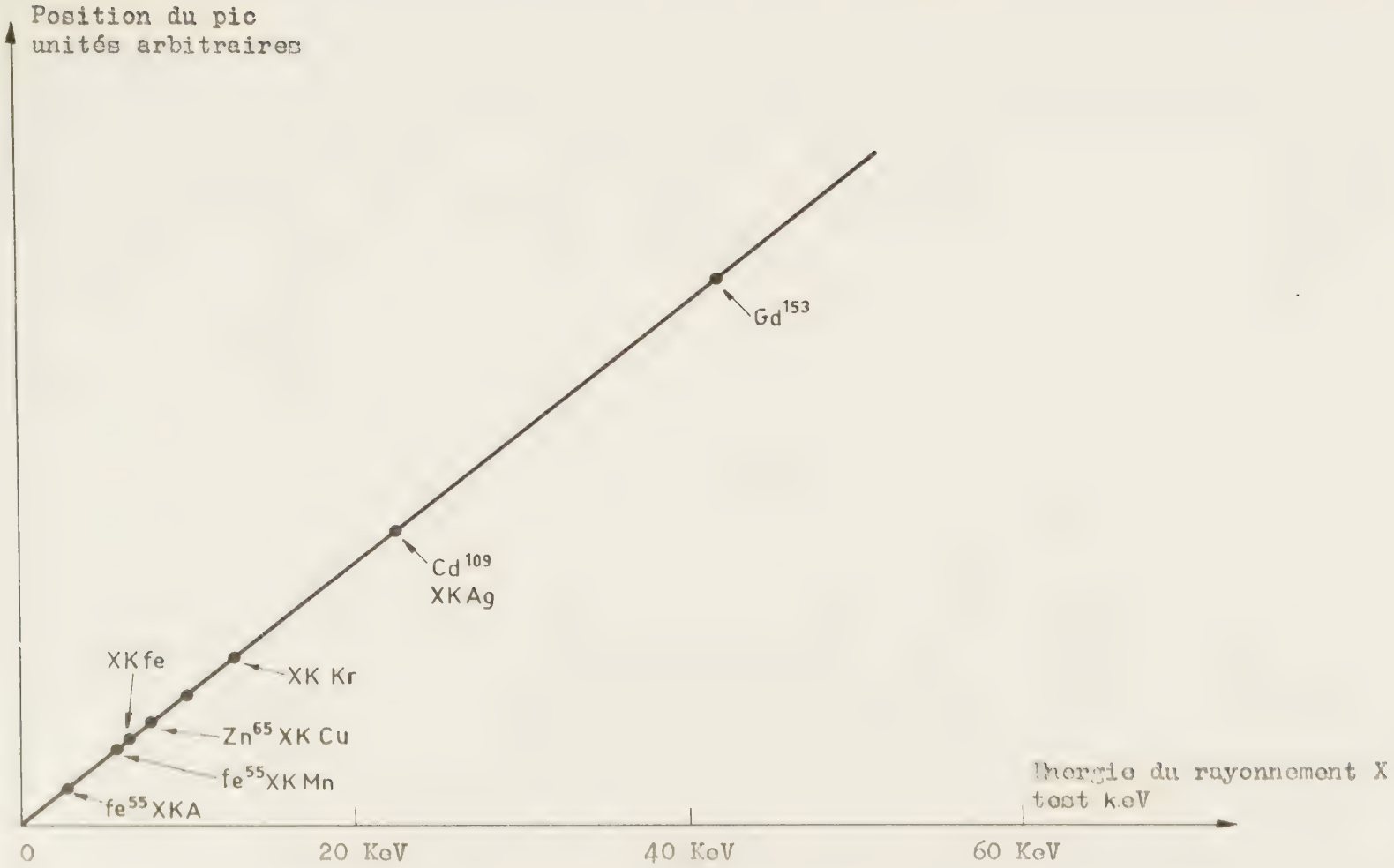


Fig 32 : Courbe de linéarité du compteur

Les figures 29 et 31 représentent quelques spectres et la figure 32, la linéarité du compteur.

Celle-ci est meilleure que 2 % pour les rayonnements X compris entre 3 et 60 KeV dans tous les gaz utilisés.

Les figures 33 à 35 donnent la valeur de l'amplification gazeuse A dans quelques gaz à différentes pressions.

Les valeurs de A ne sont pas accessibles directement par l'expérience, mais déduites de la formule (20) qui est une réécriture de l'expression (7), dans laquelle on a remplacé les valeurs de V_y déterminées expérimentalement en fonction de la tension V_o de polarisation des électrodes.

$$A \simeq \frac{2 V_H C \log \frac{b}{a}}{e N q_e \log\left(1 + \frac{3 \cdot 10^{-6}}{B^2 a^2}\right)} \qquad (20)$$

où V_y est l'amplitude maximale des impulsions recueillies à la sortie de l'amplificateur linéaire et les autres coefficients sont ceux définis au chapitre I.

Le compteur étant linéaire avec des énergies de rayonnements X de 3 à 60 KeV, il est permis d'extrapoler cette linéarité pour des énergies plus grandes.

Le test n'aurait pu être fait au moyen de γ en raison de la faible absorption de ces rayonnements par le gaz. Il aurait été nécessaire d'utiliser des sources α placées dans le compteur, en raison de la faible transmission des α de la fenêtre de béryllium.

Cependant l'introduction d'une source radioactive dans un compteur scellé est délicate, en raison du dégazage de la source, de son support et de la pollution éventuelle du gaz.

. . . .

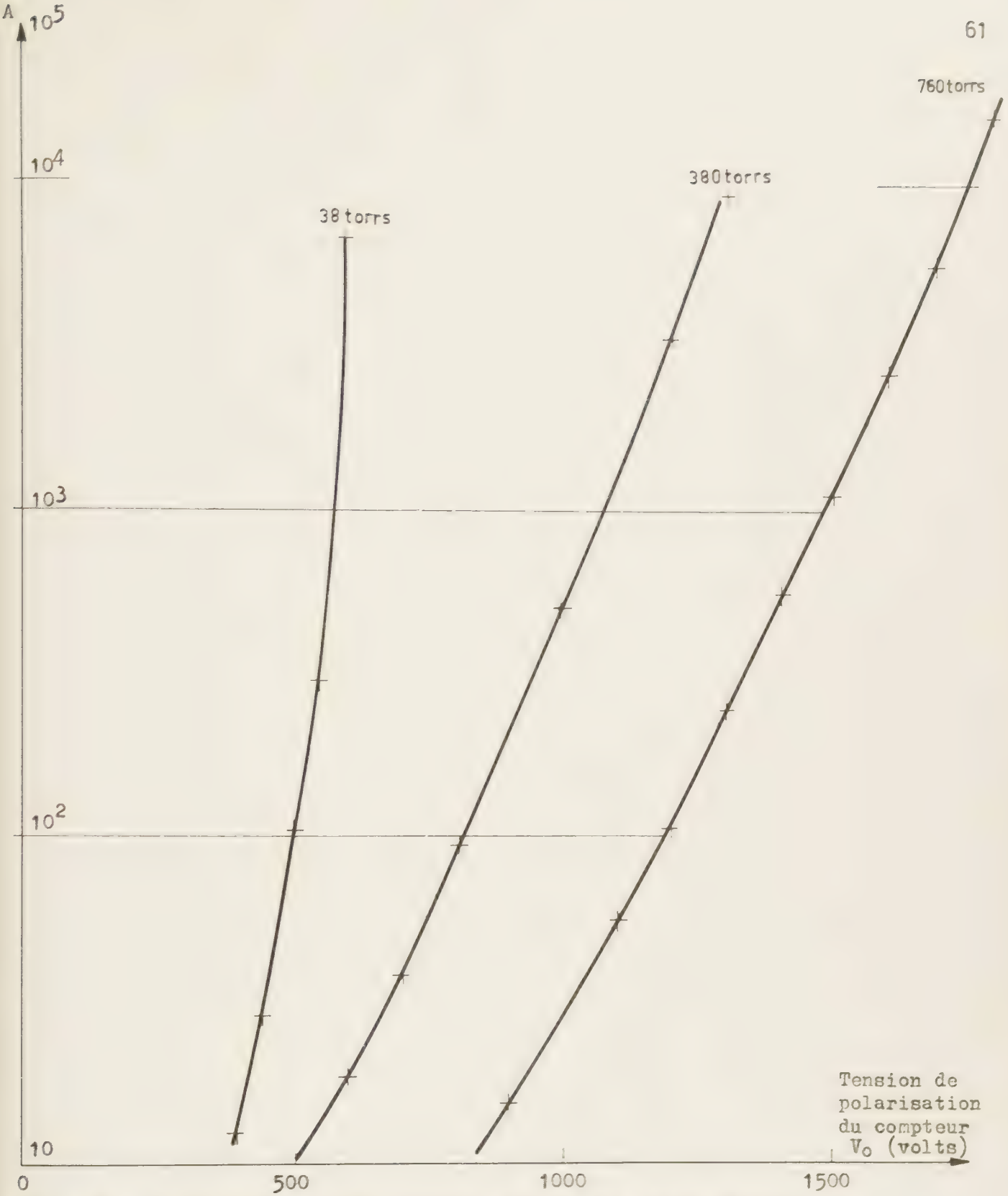


Fig : 33 - Coefficient d'amplification gazeuse de l'Argon-Méthane (98 % d'A, 2 % de CH_4) à différentes pressions

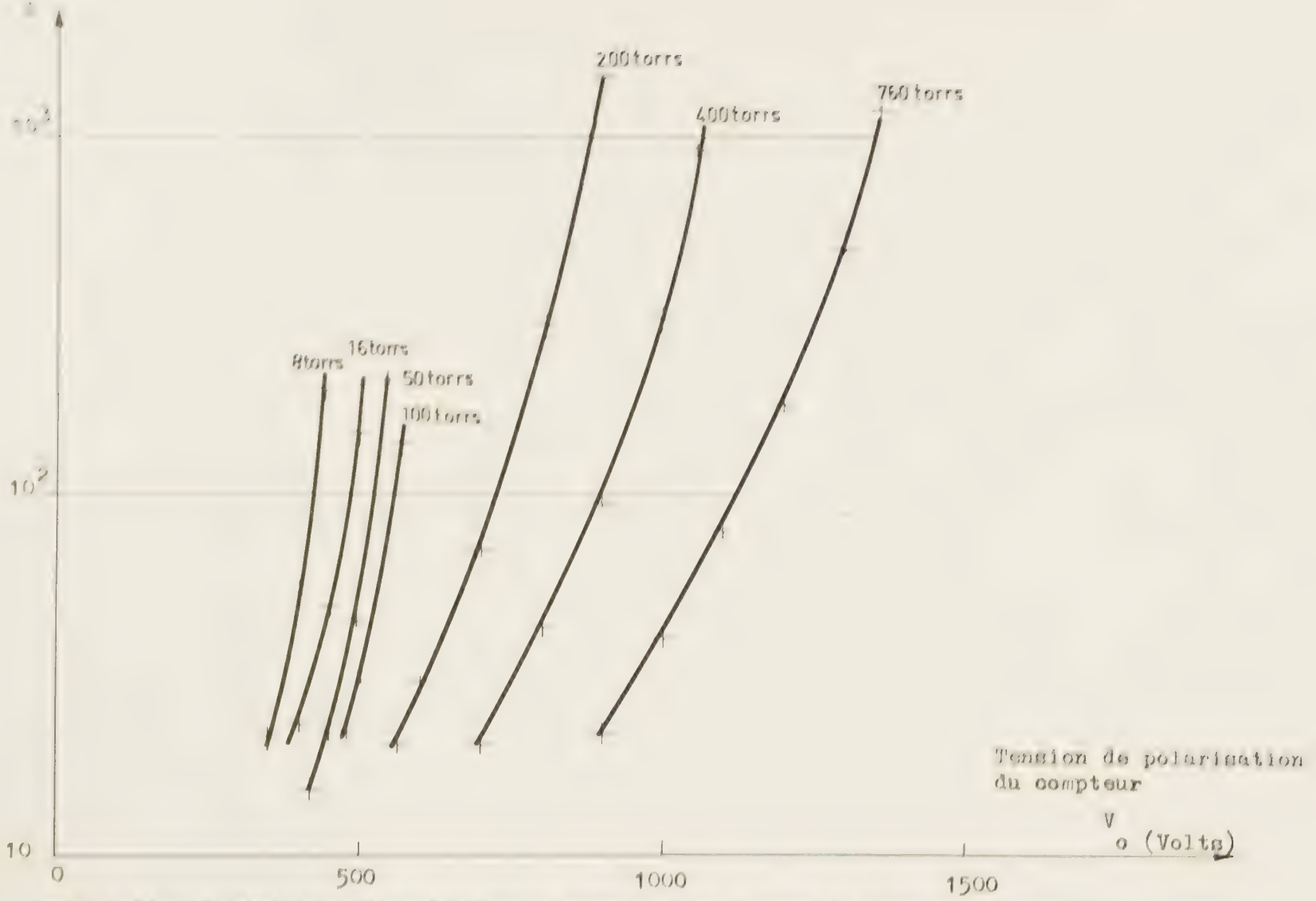


Fig : 34 - Coefficient d'amplification gazeuse de l'Argon à différentes pressions

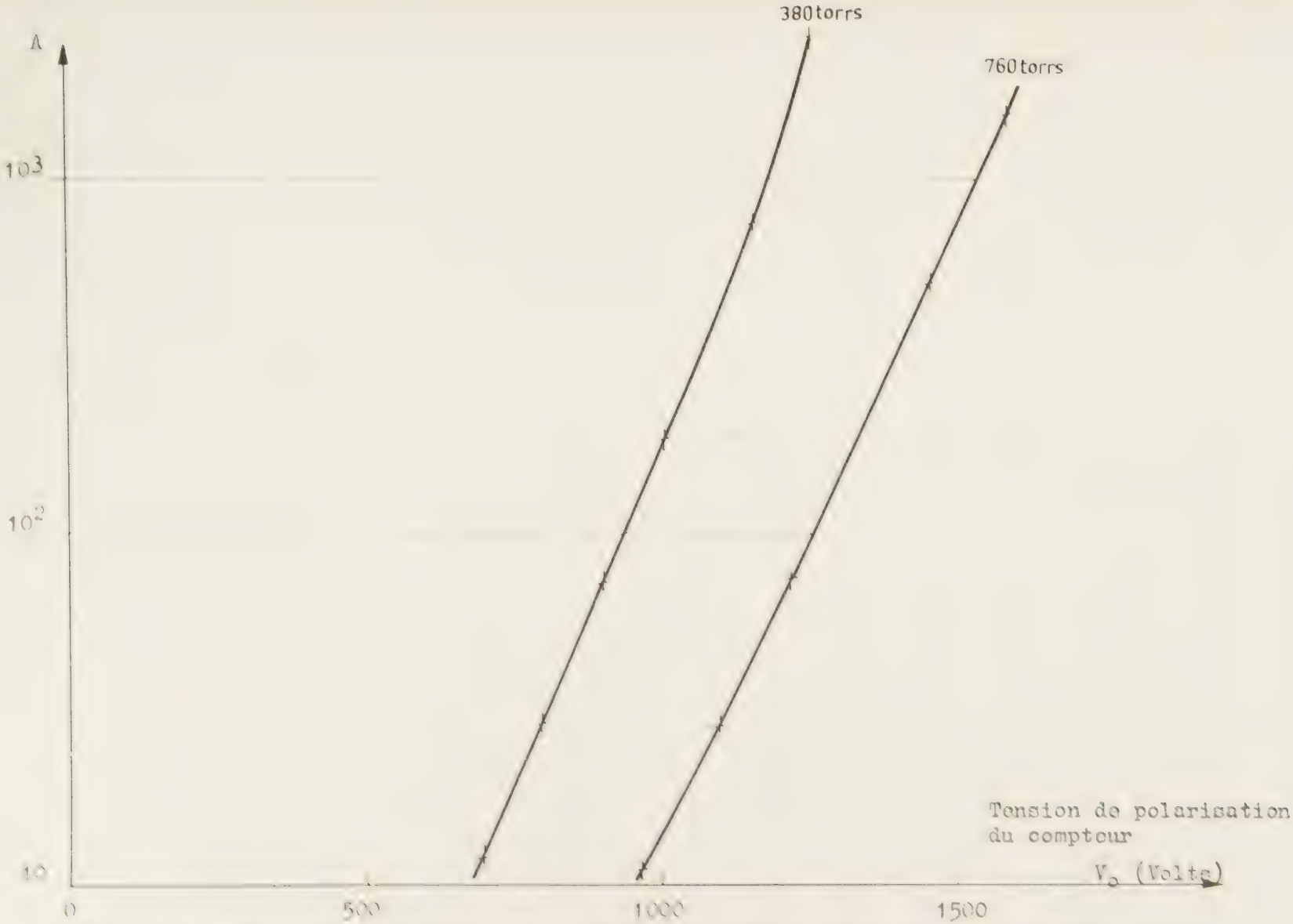


Fig : 35 - Coefficient d'amplification gazeuse du Krypton à différentes pressions.

2.2 Résultats de la détection des charges créées par un faisceau laser dans le compteur proportionnel

2.2.1 Principe et détail de l'expérience

Après avoir été scellé, le compteur est mis en place sur le banc laser et aligné avec les différentes optiques.

Calcul du nombre minimum de charges décelables

Une impulsion électrique est encore décelable si son amplitude maximale V_M est supérieure au niveau du bruit de fond qui est de l'ordre de 0,15 mV à la sortie de l'électronique.

De la relation (20) on déduit après avoir fait l'application numérique, la formule suivante :

$$AN \simeq 2.10^7 V_M \simeq 3000.$$

Un coefficient d'amplification gazeuse A de 300 est obtenu facilement (figures 33 à 35).

Le nombre minimum de charges primaires décelables est alors de l'ordre de la dizaine.

On peut ainsi espérer "voir" l'initiation de l'ionisation du gaz par faisceau laser.

Le laser n°1 délivrant une impulsion lumineuse de 35 ns nous a permis d'obtenir les premiers résultats intéressants dans l'argon et le xénon à des pressions voisines de la pression atmosphérique figure 36.

Le laser n°2 pouvant fournir une énergie lumineuse importante, il a semblé intéressant d'essayer de détecter quelques électrons créés par un faisceau laser non focalisé.

../..

La première expérience faite dans cette voie a donné des résultats surprenants.

Le laser délivrait alors une impulsion de 65 ns, et le faisceau laser traversait le compteur rempli de xénon à la pression de 38 torrs.

On détecta alors quelques milliers d'électrons. Les points expérimentaux s'alignaient sur une droite de pente 4,18 tracée sur un papier graphique à échelles logarithmiques.

Nous verrons par la suite ce que l'on peut déduire de ce résultat.

La même expérience recommencée le lendemain ne donnait aucun résultat.

Nous avons acquis la certitude que les charges créées et détectées la journée précédente étaient obtenues en raison d'un mauvais alignement du compteur.

Le faisceau laser frappait alors la cathode après réflexion sur la partie métallique du conduit d'entrée.

Après avoir fait un réalignement correct on ne décelait plus aucune charge.

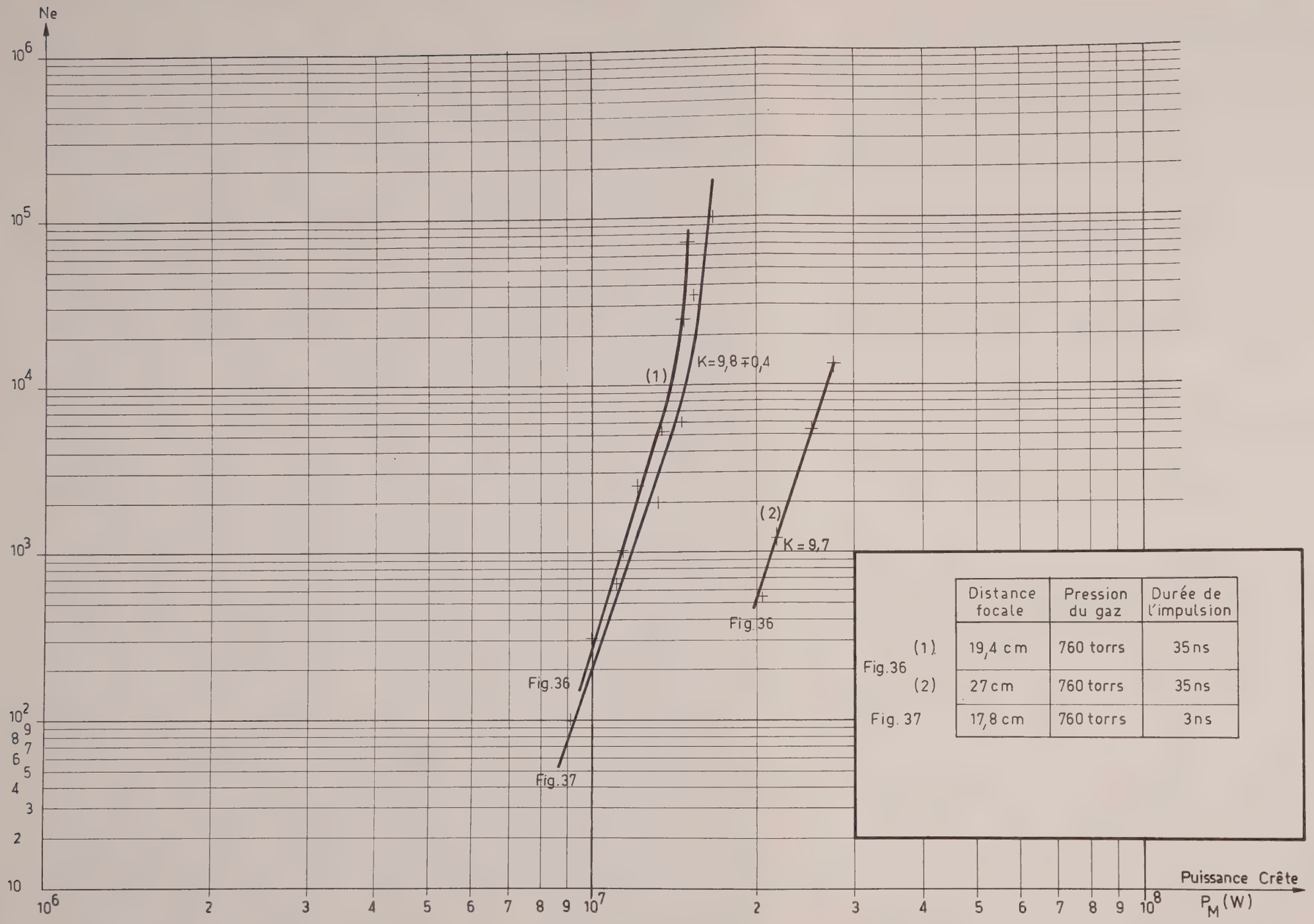
L'expérience s'est poursuivie en focalisant le faisceau à l'aide d'une lentille convergente de distance focale 17,8 cm. La focalisation permet de diminuer l'énergie tout en conservant l'intensité dans le voisinage du foyer.

Le laser n°2 peut aussi délivrer des impulsions de 3 ns au moyen d'une cellule de Pockels.

Ces impulsions de courte durée ont permis d'obtenir des résultats soit avec un faisceau focalisé (f = 17,8 cm), soit un faisceau parallèle (figure 37 à 44).

Les courbes tracées donnent le nombre total N_e d'électrons recueillis en fonction de la puissance laser maximale P_M.

../..



	Distance focale	Pression du gaz	Durée de l'impulsion
Fig.36 (1)	19,4 cm	760 torrs	35 ns
Fig.36 (2)	27 cm	760 torrs	35 ns
Fig. 37	17,8 cm	760 torrs	3 ns

Fig. 36 et 37 Nombre d'électrons recueillis dans l'Argon (Faisceau lumineux focalisé)

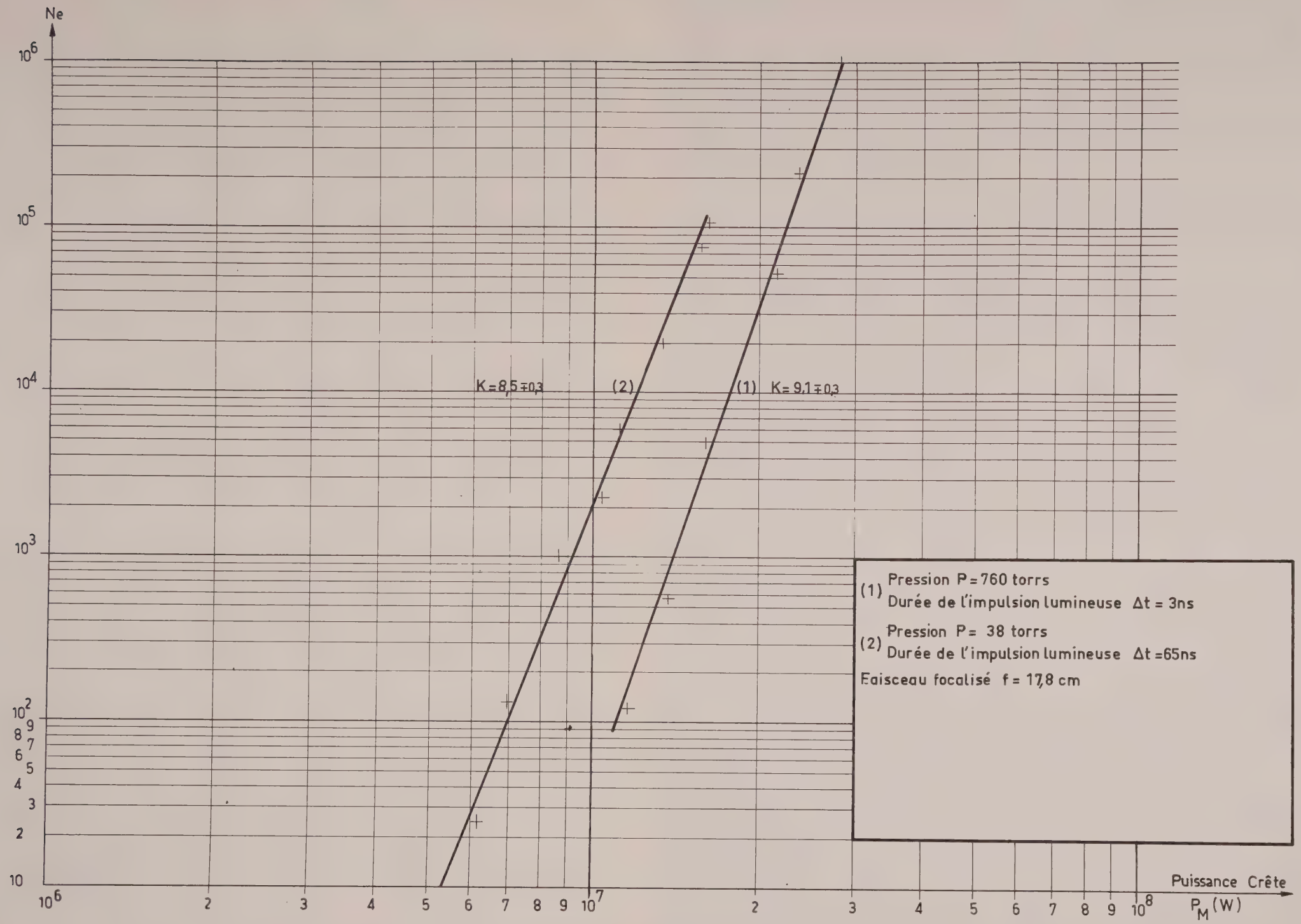


Fig.38 - Nombre d'électrons recueillis dans le Xénon

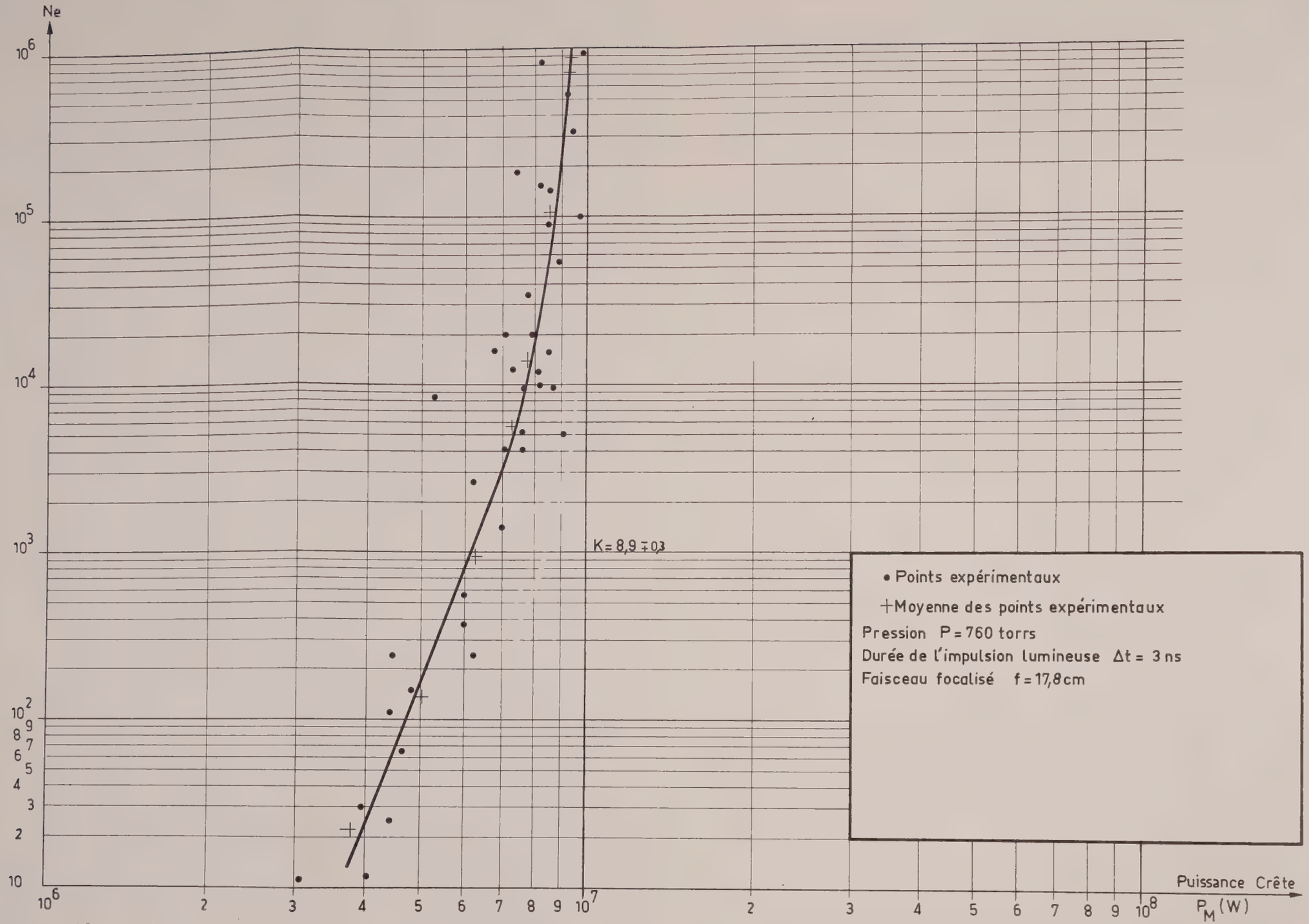


Fig.39 - Nombre d'électrons recueillis dans le Krypton

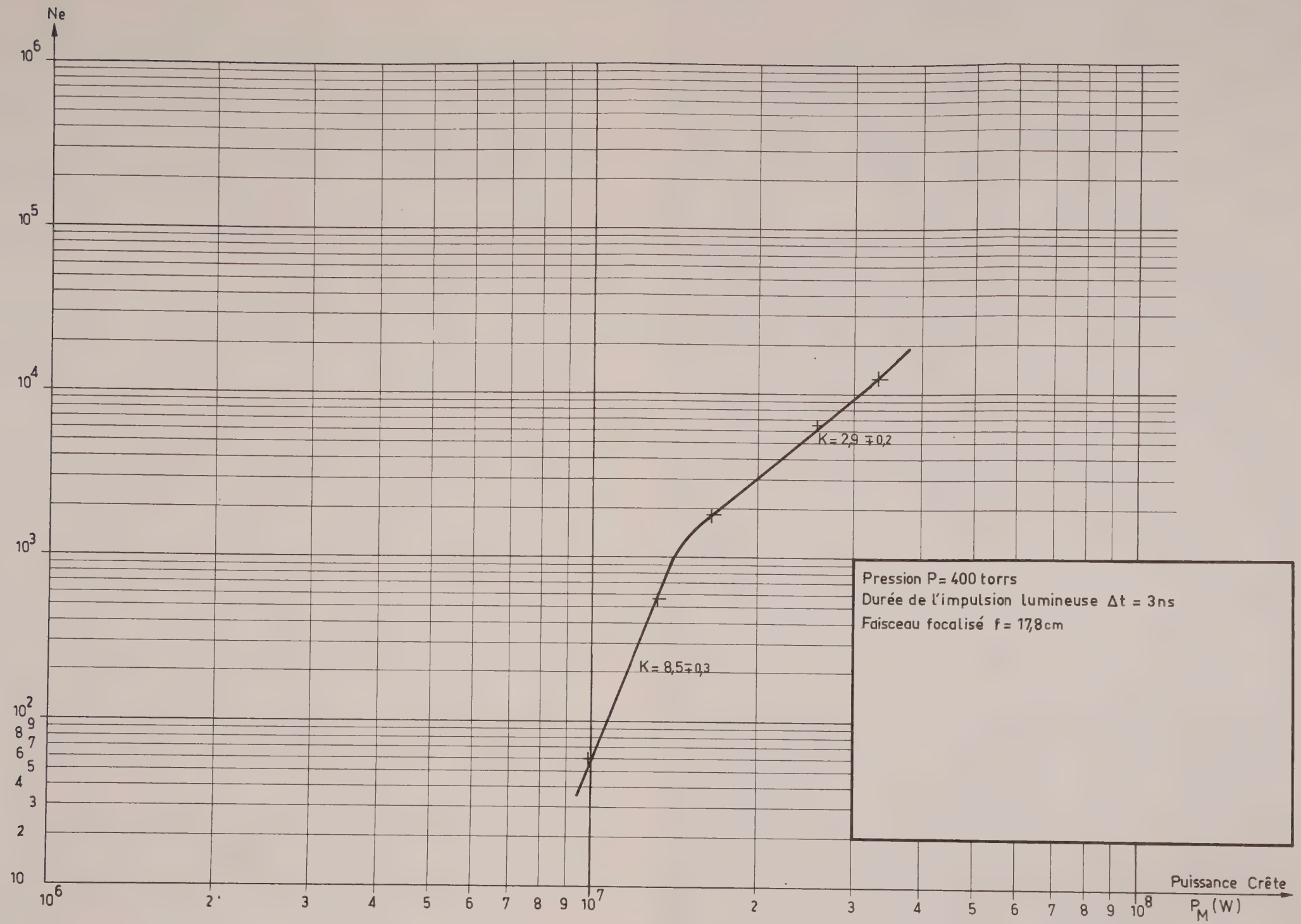
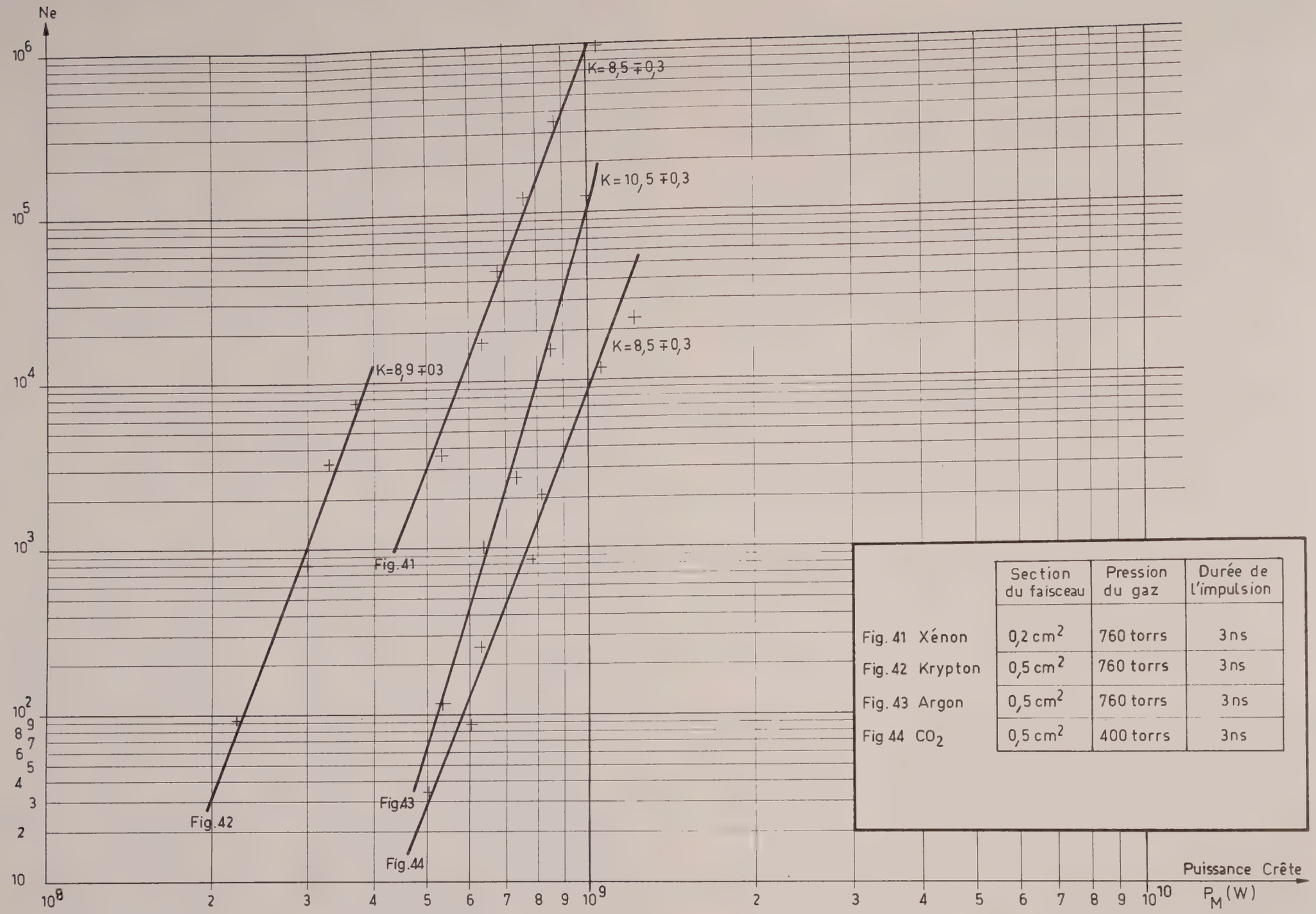


Fig.40 _ Nombre d'électrons recueillis dans le CO_2



	Section du faisceau	Pression du gaz	Durée de l'impulsion
Fig. 41 Xénon	0,2 cm^2	760 torrs	3ns
Fig. 42 Krypton	0,5 cm^2	760 torrs	3ns
Fig. 43 Argon	0,5 cm^2	760 torrs	3ns
Fig 44 CO_2	0,5 cm^2	400 torrs	3ns

Fig. 41 à 44 Nombre d'électrons recueillis dans le Xénon, Krypton, Argon, CO_2 (Faisceau laser non focalisé)

Les figures 45 et 46 représentent des impacts laser sur papier de photocopie. Les différentes teintes résultant de la brûlure du papier correspondent à des intensités lumineuses bien déterminées. L'étalonnage des papiers a déjà été fait par des spécialistes de la C.G.E. (échelle de JACOB).

On constate que la teinte du papier est assez uniforme. Entre les teintes extrêmes contenues sur chaque impact il existe un rapport d'intensité lumineuse inférieure à 3 dB.

2.2.2 Précision des résultats (obtenus dans le xénon, argon, krypton, CO_2)

La précision de la mesure du nombre d'électrons recueillis sur l'anode est de 3 %.

La précision de la mesure de l'énergie lumineuse est 2 %.

La dispersion des points expérimentaux est essentiellement due au phénomène de création des charges et au manque de fidélité de la répartition spatio-temporelle de l'intensité lumineuse.

2.2.3 Provenance des charges recueillies

- On constate tout d'abord que le bloc mémoire n'enregistre rien lorsque le faisceau laser ne traverse pas le compteur.

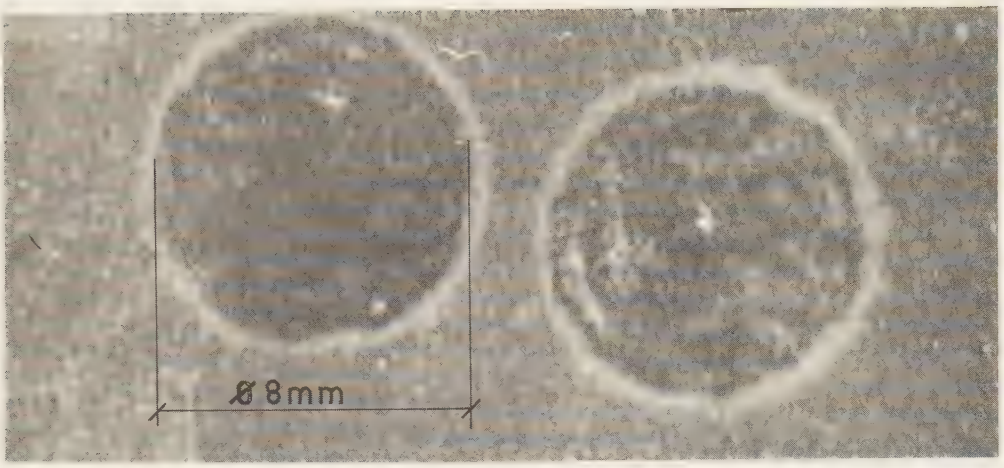
- L'impulsion électrique fournie par le compteur lors d'un tir laser est en retard de quelques microsecondes sur le parasite électromagnétique créé par le faisceau lumineux qui traverse le compteur, et qui définit l'instant zéro.

- Lorsque la pression du gaz dans le compteur est de 10^{-3} torr on ne relève aucune création des charges pour des intensités lumineuses identiques à celles qui donnent un millier de charges dans le même gaz à la pression atmosphérique. (A cette pression il n'y a plus de multiplication gazeuse et le compteur fonctionne alors en chambre d'ionisation).

Le retard de l'impulsion électrique fournie par le compteur proportionnel est dû au temps de transit des électrons, de l'endroit r_o où ils sont créés jusqu'à leur arrivée sur le fil servant d'anode. (figure 47).

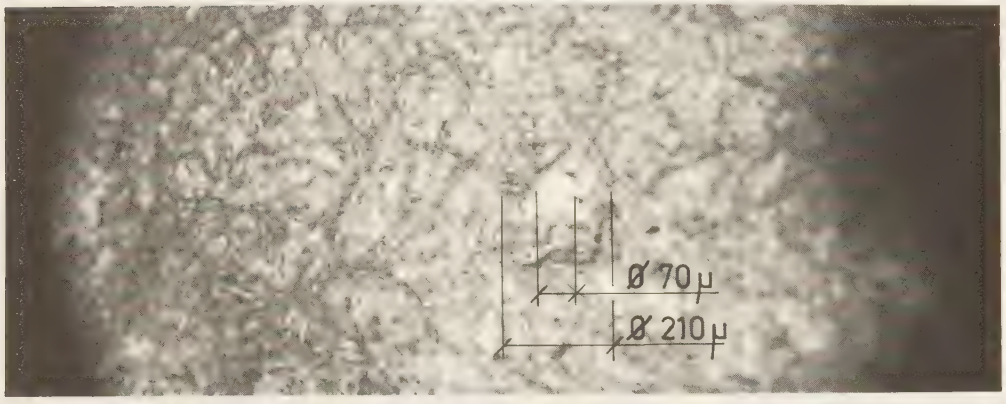
$$t_{r_o} \simeq \frac{r_o}{(\beta_o+1)\, W_o^-}$$

../..

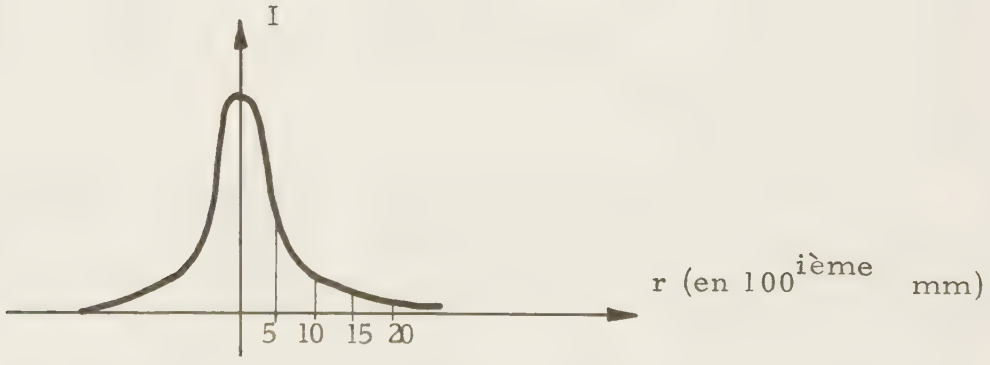


- Faisceau non focalisé

(2 tirs consécutifs)

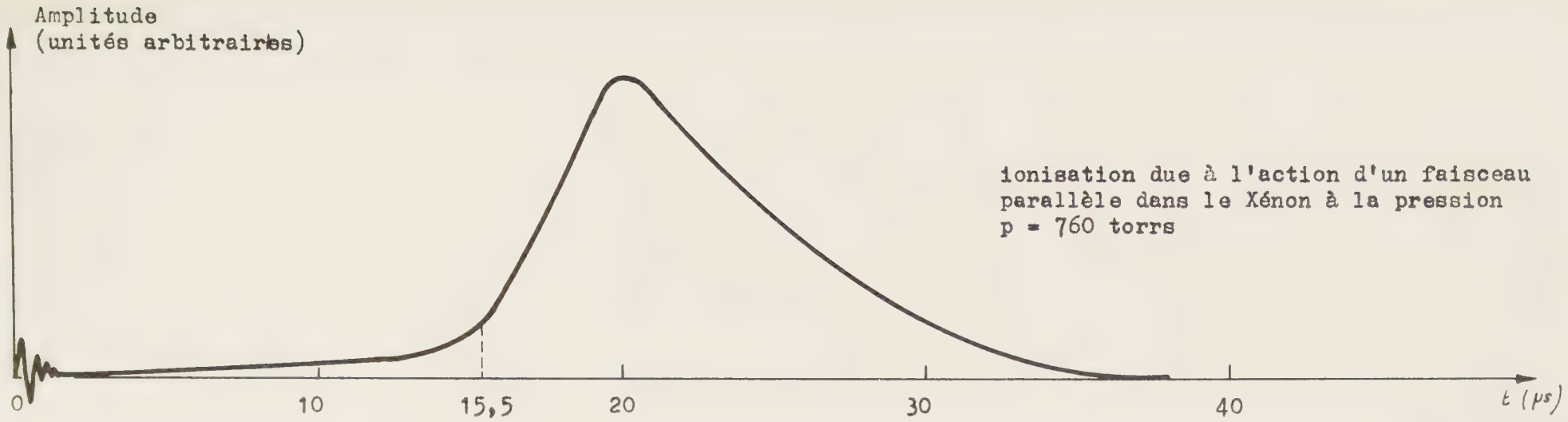


- Faisceau focalisé (f = 17,8 mm)



Allure de l'intensité lumineuse au foyer

FIG. 45 et 46 - Photographie d'impacts laser sur papier de photocopie.



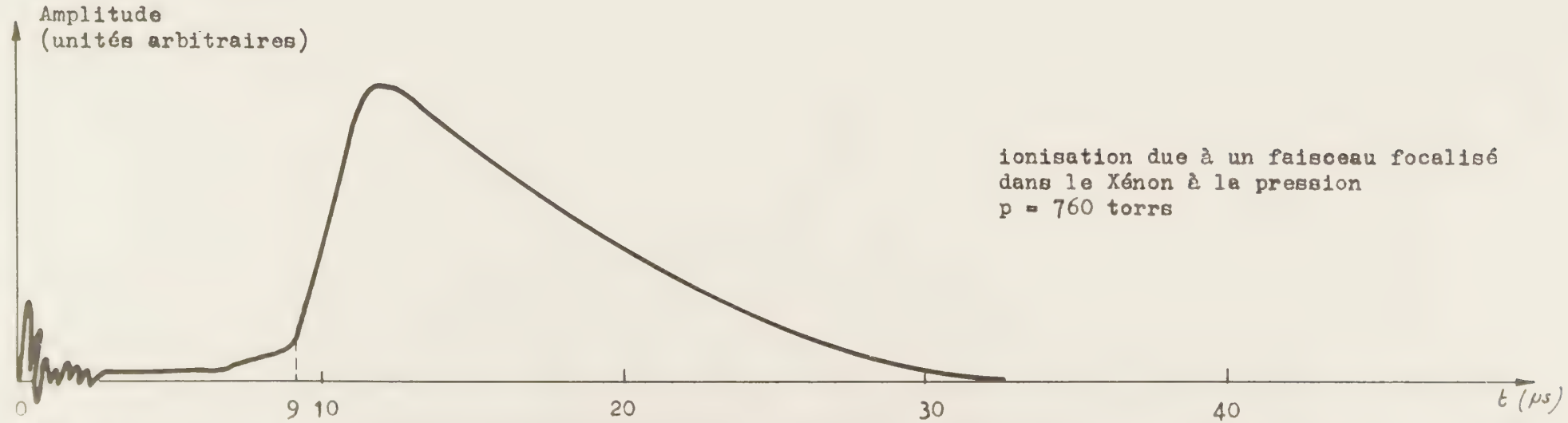


Fig 47 - Impulsions provenant du compteur lors de l'ionisation du gaz par le rayonnement laser, recueillies à la sortie de l'amplificateur linéaire.
- mise en forme $\tau_{diff.} = \tau_{Intég.} = 3\,\mu s$

r_o est la distance au fil de l'endroit de création des charges primaires r_o $2,8 \pm 4$mm.

Le tableau ci-dessous indique les valeurs expérimentales et théoriques des temps de transit t_b et t_{ro} des électrons crées respectivement sur la cathode, et en r_o.

Gaz	V_o Volts	t_b (µs)	t_{ro} théorique (µs)	t_{ro} expérimental (µs)
A	1300	14	9	6 - 9,5
K_r	1450	16	10	7 - 11
X_e	1600	23	15	9,5 - 15,5

Tableau I

Les temps t_{ro} expérimentaux, bien que légèrement inférieurs aux temps t_{ro} théoriques, sont en bon accord aux erreurs près sur les différentes mesures, et d'autre part le fait que le $t_{ro\ exp.}$ est inférieur à t_b est très intéressant.

Tout ceci tend à prouver que les électrons primaires sont bien créés à l'endroit où passe le faisceau laser dans le gaz, et ne sont ni arrachés à la cathode, ni aux hublots de verre éloignés d'une dizaine de centimètres de la zone sensible du compteur.

En conclusion, on peut affirmer que dans les expériences décrites, les charges primaires collectées ont été créées dans le gaz par le faisceau lumineux.

../..

3. ETUDE THEORIQUE DE L'IONISATION DES GAZ PAR FAISCEAU LASER

3.1 Généralités

Dans la théorie du claquage d'un gaz par les hyperfréquences, des électrons libres initiaux doivent être présents. Ils sont produits par les rayons cosmiques ou la radioactivité naturelle.

Les électrons sont accélérés par le champ électromagnétique entre deux chocs avec des atomes neutres lors desquels ils ne perdent que peu d'énergie, puis lorsqu'ils ont acquis suffisamment d'énergie ils créent une ionisation en cascade et enfin donnent naissance à une étincelle visible.

Dans le cas d'un claquage par faisceau laser le processus de création des électrons initiaux est différent.

En effet, la durée d'une impulsion lumineuse est de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes et le nombre de cosmiques ou autres rayonnements ionisants est de l'ordre de quelques dizaines par seconde dans le volume d'intéraction du compteur (330 cm^3). La probabilité de trouver des électrons dans 1 cm^3 de gaz pendant cet intervalle de temps est 3.10^{-10} compte tenu du fait que les électrons créés sont rapidement extraits de ce volume grâce au champ électrique régnant entre les électrodes du compteur.

On peut se rendre compte de ce fait en signalant que les résultats des expériences décrites en 2. ne sont pas modifiés lorsqu'on crée artificiellement un grand nombre d'ionisations supplémentaires dans le gaz au moyen d'une source de rayonnements X délivrant environ 10^3 à 10^4 X par seconde.

Ainsi, on peut affirmer que des électrons sont non seulement créés dans le gaz lors du passage du faisceau lumineux, comme il a été décrit dans le chapitre 2, mais encore que les électrons initiaux sont produits par le rayonnement laser.

La création des électrons initiateurs de l'avalanche ne pouvant être assurée par des moyens naturels, on a tenté de l'expliquer à l'aide des deux mécanismes suivants :

- soit par l'ionisation des impuretés contenues dans le gaz
- soit par l'ionisation multiphotonique des atomes du gaz.

../..

3.2 Ionisation des impuretés

On appelle impuretés des atomes ou molécules différentes des atomes du gaz à étudier, et que l'on peut classer dans deux catégories distinctes.

- les uns dont les potentiels d'excitation voisins des potentiels d'ionisation, ne diffèrent de ceux-ci au plus de 1,18 eV correspondant à l'énergie du photon d'un laser à verre dopé au néodyme.

- Les autres dont le potentiel d'ionisation est faible, c'est par exemple le cas des particules métalliques ou de leurs oxydes en suspension dans le gaz.

Dans le premier cas la probabilité d'existence de tels atomes est très faible, car il faut qu'ils soient déjà excités avant l'action des photons lasers et que leur nombre soit suffisamment important.

Dans le second cas l'excellent vide obtenu dans le compteur exclut pratiquement cette hypothèse.

D'autre part, un point essentiel détruit l'hypothèse de l'ionisation des impuretés au moyen d'une absorption simultanée d'un petit nombre de photons, c'est l'allure des courbes présentées dans le chapitre II.

Ces courbes représentent le nombre d'électrons N_e recueillis lors de l'ionisation du gaz par le faisceau laser. On peut en première approximation les représenter à leur origine par la relation suivante :

$$N_e = a n_o I_M^k V_k \tau_k \qquad (2.1)$$

où V_k est le volume d'interaction gaz-rayonnement (caractéristique)

I_M l'intensité lumineuse maximale

n_o le nombre d'atomes neutres

a un coefficient dépendant de la nature des atomes et de l'énergie des photons

τ_k temps de l'impulsion lumineuse (caractéristique d'ordre k)

../..

Le coefficient k est alors trouvé dans le cas des gaz étudiés, toujours supérieur à 8, ce qui implique une absorption simultanée d'au moins 8 photons, valeur très supérieure à celle que l'on attendrait en supposant les hypothèses précédentes vérifiées.

3.3 Ionisation multiphotonique des atomes du gaz

Les considérations précédentes impliquent la nécessité de faire appel à la notion d'absorption simultanée de plusieurs photons par les atomes étudiés, pour être ionisés.

Cette notion présentée depuis longtemps n'avait pu être confirmée qu'avec l'apparition des champs électromagnétiques très intenses que peuvent fournir les lasers déclenchés.

Un calcul simple de la probabilité d'absorption d'un atome par un processus à k photons peut être fait en considérant un électron lié à un atome soumis à un champ électromagnétique intense, et en appliquant à ce système la méthode des perturbations on écrit que l'atome passe de son état fondamental à un état d'excitation ou d'ionisation par l'intermédiaire de k niveaux virtuels, la transition entre deux états intermédiaires successifs se faisant avec l'absorption d'un photon.

On entrevoit l'importance des états de quasi-réson ance, c'est-à-dire des états pour lesquels l'énergie est un nombre entier de fois l'énergie d'un photon.

Cependant dans ces calculs, dont le principe de base est simple, on suppose implicitement que le champ électromagnétique est parfaitement monochromatique, ce qui n'est jamais exactement le cas, même avec des lasers. Etudiant l'influence de la cohérence du champ électromagnétique sur l'absorption de deux photons, LAMBROPOULOS /20/ a montré que l'effet multiphotonique est un phénomène de coïncidence, qui dépend donc des propriétés statistiques du champ (c'est-à-dire de sa cohérence).

Il serait d'autre part souhaitable dans un calcul complet de tenir compte du système constitué par l'atome entier et le champ électromagnétique dont les niveaux non discrets, mais ayant une largeur naturelle finie, peuvent être différents de ceux de l'atome seul, car le champ est suffisamment intense pour abaisser par exemple le potentiel d'ionisation.

../..

Dans le cas des gaz rares il faut faire intervenir des ordres de perturbation très élevés car le potentiel d'ionisation le plus faible est 12 eV (Xénon). L'ionisation nécessite une absorption de 11 photons de laser de verre dopé au néodyme.

Le calcul de la probabilité de transition ne peut se faire qu'avec des approximations plus ou moins raffinées sur l'expression des fonctions d'onde de l'atome et des éléments de matrice de perturbation. GOLD et BEBB furent les premiers à étudier ce problème /21/, /22/.

L'approximation la plus simple /21/ consiste ici à assimiler les fonctions d'onde des différents états de l'atome à celles d'un atome d'hydrogénoïde et, dans la sommation sur tous les états intermédiaires, à séparer ses niveaux d'énergie en deux catégories : ceux pour lesquels il y a quasi-réson ance avec un nombre entier de photons incidents, et les autres, qui sont remplacés par une énergie moyenne, indépendante du niveau considéré.

Partant d'un autre point de vue KELDYSH /23/ a donné un traitement semi-classique de l'ionisation d'un atome par k photons, traitement qui est une généralisation, aux fréquences optiques, de l'effet tunnel dans un champ statique.

Une conclusion importante de cette théorie est que, dans l'effet du rayonnement électromagnétique intense, les niveaux supérieurs de l'atome sont modifiés : en particulier le potentiel d'ionisation peut être abaissé. Cette modification est d'ailleurs prévue par la théorie quantique du rayonnement /24/ /25/. KELDYSH donne pour la probabilité d'ionisation l'expression suivante :

$$P_{ph} = \omega \left(\frac{E_i}{\hbar\omega}\right)^{2l+\frac{3}{2}} \left(\frac{q_e^2 E_a^2}{m\omega^2 E_i^2}\right)^{<\frac{E_i}{\hbar\omega}+1>} \qquad (22)$$

où $<x>$ est la partie entière de x.

E_i l'énergie d'ionisation

$\omega = 2\pi\nu$ la pulsation du champ électromagnétique

l le moment orbital de l'électron

../..

Il faut remarquer que le calcul de KELDYSH est fait dans l'approximation des forces à courtes portées et ne ti ent compte de l'intéraction coulombienne entre l'électron et l'atome dans l'état final. Il ne tient pas compte non plus des états liés intermédiaires.

Une théorie mathématiquement complète est faite par GONTIER et TRAHIN /26/ Ils font un calcul exact de la section efficace d'interaction atome-photon pour des atomes d'hydrogénoïdes au moyen du formalisme de FEYNMAN-DYSON.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{a^2 \alpha k}{2\pi 2^{k-1}} \left(\frac{I}{I_o}\right)^{k-1} \left|K_{fg}^{(k)}\right|^2 E_P \qquad (23)$$

où $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ est la section efficace différentielle d'ionisation multiphotonique (k)

α la constante de structure fine $= \frac{1}{137}$

a le rayon de Bohr

E_p l'énergie des photons

I l'intensité lumineuse (W/cm^2)

I_o une constante = $7{,}09{,}10^{16}$ W/cm^2

$K_{fg}^{(k)}$ l'élement de matrice de transition du Kième ordre.

Les auteurs donnent le développement du terme (23) /27/ et proposent des courbes /28/ portant en ordonnée $\frac{\sigma}{I^{k-1}}$ en fonction de la longueur d'onde du rayonnement pour une plage de k déterminé.

Après avoir donné l'explication de la provenance des électrons initiaux, nous allons voir comment se fait l'évolution de la cascade.

3.4 Evolution de la cascade : bremsstrahlung inverse

Sous l'action du champ électromagnétique les électrons libres acquièrent une énergie suffisante pour ioniser les atomes de gaz par collision.

../..

Ce processus à trois corps dont le schéma d'action est le suivant,

atome neutre + électron + photon ⟶ atome neutre + électron plus rapide

peut s'expliquer au moyen de deux théories :

- l'une classique utilisant l'absorption d'une onde électromagnétique
- l'autre faisant appel au processus quantique d'absorption de photons : c'est le bremsstrahlung inverse.

3.4.1 Le modèle classique

Entre deux collisions avec des atomes l'électron en présence d'un champ électromagnétique gagne une énergie moyenne $\overline{\mathcal{E}}$:

$$\overline{\mathcal{E}} = \frac{q_e^2 E_a^2}{(\omega^2 + \nu_c^2) m} \qquad (24)$$

où E_a est l'amplitude maximum du champ électrique et ω sa pulsation; ν_c est la fréquence de collision élastique d'un électron avec les atomes de gaz.

3.4.2 Le bremsstrahlung inverse

Différents théoriciens /29, 30/ donnent pour l'énergie moyenne absorbée par un électron pendant l'unité de temps, l'expression suivante :

$$\frac{\overline{d\mathcal{E}}}{dt} = n_o I \sigma_c^{\frac{5}{2}} \qquad (25)$$

où n_o est la densité d'atomes neutres (nbre d'at./cm^3)

I l'intensité lumineuse (W/cm^2)

σ_c la section efficace de collision électron atome (cm^2)

../..

Le rapport $\dfrac{\left(\overline{\dfrac{d\mathcal{E}}{dt}}\right)_{B.I.}}{\left(\overline{\dfrac{d\mathcal{E}}{dt}}\right)_{C.L}} = \dfrac{c\varepsilon_0 n_0 \sigma_c^{5/2}}{\dfrac{q_e^2 \nu_c}{m\omega^2}}$

a la valeur 1,11 pour l'hélium qui serait irradié par la lumière d'un laser à rubis.

Un résultat aussi voisin de 1 est purement fortuit compte tenu des approximations faites dans l'évaluation de $\overline{\dfrac{d\mathcal{E}}{dt}}$ pour les deux modèles décrits. Cependant il permet de penser que ceux-ci sont identiques.

Le fait que de nombreux auteurs aient considéré les deux modèles comme différents, tient au fait que dans l'explication classique, il faut un très grand nombre de collisions électron-atome avant que l'électron ait acquis une énergie équivalente à un quantum.

L'étude de l'ionisation d'un gaz ne se borne pas uniquement à la connaissance de la création des électrons et ions, mais aussi à l'influence de phénomènes secondaires tels que la diffusion, l'attachement, la recombinaison, c'est le but du paragraphe suivant.

3.5 Evolution de la densité électronique

Soit n_e la densité d'électrons (nbre/cm^3) existant dans le gaz. On peut distinguer deux régions distinctes dans lesquelles évoluent les électrons :

- une région 1 d'intéraction gaz - rayonnement laser dans laquelle on définit l'équation suivante :

$$(26)\quad \frac{\partial n_e}{\partial t} = a n_o I^{\kappa} + b(n_o - n_e) I n_e - \nu_a n_o - \alpha n_e^2 + \beta I n_e^2 + D \operatorname{div} \overrightarrow{\operatorname{grad} n_e} - \operatorname{div}(n_e \vec{w})$$

- une région 2 ne contenant pas le faisceau lumineux. L'équation d'évolution est identique à l'équation (26) dans laquelle on supprime les termes dépendant de l'intensité lumineuse.

On obtient ainsi un système de deux équations aux dérivées partielles que l'on résoud avec les conditions suivantes :

$$n_e = n_e\,(x,y,z,t) \qquad\qquad I = I\,(x,y,z,t)$$

../..

Condition initiale $n_e(x, y, z, o) = 0$

$n_e^1 = n_e^2$ sur la frontière délimitant les régions 1 et 2 définies précédemment.

Conditions aux limites $\left(\frac{\partial n_e}{\partial x_i}\right)_1 = \left(\frac{\partial n_e}{\partial x_i}\right)_2$

Avant d'intégrer ce système examinons la signification des différents termes et leur valeur relative.

3.5.1 $a\, n_o I^k$ (27)

C'est le terme de création des premiers électrons par ionisation multiphotonique.

n_o est la densité d'atomes neutres (nbre/cm^3)

I l'intensité lumineuse (W/cm^2)

a un coefficient relatif à l'absorption multiphotonique

$k = \left\langle \frac{E_i}{\hbar\omega} + 1 \right\rangle$ ou $\langle x \rangle$ désigne la partie réelle de x ,

en fait, c'est une valeur théorique, différente de la valeur de k déterminée expérimentalement.

3.5.2 $b\, I\, n_e (n_o - n_e)$ (28)

Ce terme représente l'accroissement de la densité électronique par unité de temps grâce à l'ionisation par bremsstrahlung inverse.

Puisque le processus met en jeu trois corps, le terme (28) qui le caractérise est proportionnel à la densité de chacun :

- à la densité d'électrons n_e
- à la densité d'atomes neutres $(n_o - n_e)$. n_o étant la densité de neutre à l'instant t = o
- à l'intensité lumineuse I.

../..

Des valeurs théoriques du coefficient b ont été déterminées par A.V. Phelps /31/.

A 300°k dans l'argon et l'hélium

$b_A = 7.10^{-22}$ $cm^5/J.$ paire d'ions

$b_{He} = 3.10^{-22}$ $cm^5/J.$ paire d'ions

3.5.3 βIn_e^2 (29)

βIn_e^2 caractérise le bremsstrahlung inverse électron-ion positif. On sait en effet que le rayonnement de freinage a lieu lorsqu'un électron rapide passe au voisinage d'un noyau, que ce soit le noyau d'un atome neutre où d'un ion. Le processus inverse est un phénomène possible, et β doit vraisemblablement être voisin du coefficient b de bremsstrahlung inverse électron-atome neutre.

3.5.4 ν_a (30)

ν_a est la fréquence d'attachement définie par la relation suivante :
$\nu_a = C h_a \nu_c$ où C est la concentration d'atomes ou molécules pouvant piéger un électron libre

h_a est la probabilité d'attachement

ν_c la fréquence de collision (s^{-1})

Dans le cas de l'air de pression partielle de 0,1 torr dans l'argon à la pression atmosphérique, $h_a \simeq 10^{-4}/s$ /32/ et $\nu_c \simeq 4.10^{11}/s$ /33/, pour des électrons d'énergie de 1,6 eV et un rapport $\frac{E}{P}$ 0,1 Volt/cm torr. E est le champ électrique statique et p la pression gazeuse qui règnent dans le compteur.

Seules, les impuretés telles que l'oxygène, la vapeur d'eau et d'autres corps électronégatifs, provoquent des attachements. Leur pourcentage dans le gaz rare d'étude est inférieur à 10^{-3} ce qui conduit à une fréquence d'attachement $\nu_a \simeq 4.10^4/s$

3.5.5 αn_e^2 (31)

C'est le terme de recombinaison. Dans le cas des densités électroniques importantes, la recombinaison peut avoir un rôle important et modérer l'avalanche peu avant le claquage.

../..

Le tableau ci-dessous donnent les valeurs du coefficient de recombinaison pour différents gaz.

Gaz	α ($cm^3/s.ion$)
A	$7\ 10^{-7}$
K_r	$3\ 10^{-7}$
X_e	$2\ 10^{-7}$

/34/

Tableau II - Coefficient de recombinaison des électrons dans différents gaz rares.

3.5.6 Le terme div ($D\ \overrightarrow{grad}\ n_e$) représente l'influence de la diffusion sur la densité électronique.

Deux cas peuvent alors se présenter :

- la diffusion est isotrope en l'absence de champ électrique statique dans le gaz, ce qui est le cas lorsque les électrodes du compteur ne sont pas polarisées.

On peut alors écrire $\text{div}(D\ \overrightarrow{grad}\ n_e) = D\ \text{div}(\overrightarrow{grad}\ n_e)$

Le coefficient de diffusion est donné par la relation d'EINSTEIN

$$D = \frac{\mu k T_e}{q_e} \qquad (32).$$

où μ est la mobilité des électrons

k la constante de BOLTZMANN

q_e la charge de l'électron

T_e la température électronique

../..

Gaz	μ /35/ p = 760 torrs	Energie des électrons en eV		$D_{cm^2/s}$	
A	$5,5\ 10^4$	1,18	15,6	$6,5\ 10^4$	$8,5\ 10^5$
K_r	$5,5\ 10^3$	1,18	13,9	$6,5\ 10^3$	$8,5\ 10^4$
X_e	$1,3\ 10^3$	1,18	12	$1,5\ 10^3$	$1,56\ 10^4$
CO_2	$8\ 10^3$	1,18	10	$9,5\ 10^3$	$8,\ 10^4$

Tableau III - Mobilité et diffusion isotrope des gaz étudiés en fonction de l'énergie des électrons.

- dans le second cas, en présence du champ statique (suivant z), la diffusion D_z est anisotrope. D_z se calcule au moyen de la formule suivante :

$$D_z = \frac{\epsilon k T_o w}{E q_e} \qquad (33)$$

où kT_o : est l'énergie d'agitation moyenne des électrons

w : la vitesse de dérive des électrons

E : le champ électrique statique

../..

Les valeurs de D_z calculées à l'aide de la formule, sont indiquées dans le tableau ci-dessous pour deux valeurs de $\frac{E}{P}$ qui correspondent au cas de notre compteur proportionnel.

Gaz	E/P Volt/cm.torr	D_z cm^2/s
A	25	$1{,}06\ 10^4$
	60	$6{,}8\ 10^3$
CO_2	25	22
	60	34

Tableau IV - Coefficient de diffusion des électrons soumis au champ électrique statique du compteur.

On aperçoit ainsi sur les différentes valeurs des coefficients D et D_z, que l'influence du champ électrique statique sur la diffusion est négligeable, car il fournit aux électrons une énergie inférieure à celle qu'ils recoivent en absorbant les photons.

3.5.7 Le terme $\mathrm{div}(n_e \vec{w})$ est lié à la présence du champ statique dans le gaz. C'est le courant de dérive des électrons.

La vitesse de dérive $\vec{w}$ variant peu dans la région d'intéraction laser-gaz, $\mathrm{div}(n_e \vec{w})$ s'écrit alors $\vec{w}.\overrightarrow{\mathrm{grad}\, n_e}$.

../..

Le tableau ci-dessous donne les valeurs de la vitesse de dérive pour deux valeurs de $\frac{E}{P}$

Gaz	$\frac{E}{P}$ Volt/cm.torr	W cm/s
Xe	$3\ 10^{-2}$	$0,95\ 10^5$
Xe	$8\ 10^{-2}$	$1,1\ 10^5$
A	$3\ 10^{-2}$	$1,8\ 10^5$
A	$8\ 10^{-2}$	$2,3\ 10^5$
Kr	$3\ 10^{-2}$	$1,3\ 10^5$
Kr	$8\ 10^{-2}$	$1,5\ 10^5$
CO_2	$3\ 10^{-2}$	$0,17\ 10^5$
CO_2	$8\ 10^{-2}$	$0,42\ 10^5$

Tableau V - Valeurs de la vitesse de dérive des électrons dans le champ électrique du compteur, pour les différents gaz étudiés.

L'équation (26) peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = a\, n_o I^K + n_e\left[bI(n_o - n_e) - \nu_a - \alpha n_e + \beta n_e I\right] + D\,\mathrm{div}\,\overrightarrow{\mathrm{grad}\, n_e} - \vec{w}.\overrightarrow{\mathrm{grad}\, n_e}$$

Dans le terme facteur de n_e on néglige ν_a et $\beta n_e I$ devant $b\,I\,(n_o - n_e)$.

En effet dans l'argon par exemple, on a :

$$b n_e I \# \beta n_e I$$

$\nu_a = 4.10^4\ s^{-1}$

$b = 7.10^{-22}$ $\quad I > 10^9\ W/cm^2$ $\quad n_o = 2,7.10^{19}$ (nombre de Loschmidt)

$b n_o I \simeq 2.10^7\ s^{-1}$ donc $> \nu_a$

../..

C'est la résolution du système d'équations ainsi simplifiées que l'on essaie d'entreprendre dans le paragraphe suivant.

3.6 Résolution des équations d'évolution de n_e

Afin d'expliquer l'allure des courbes obtenues on résoud le système d'équations d'évolution après avoir fait différentes approximations :

Soit N_e le nombre total d'électrons recueillis sur les électrodes du compteur

on a $N_e = \int_v n_e \, dv$ v est le volume total

Dans la région 1 $$\frac{\partial n_e}{\partial t} = a n_o I^k + b n_o I n_e - \alpha n_e^2 + D \operatorname{div} \overrightarrow{\operatorname{grad} n_e} - \vec{w} . \overrightarrow{\operatorname{grad} n_e}$$

dans la région 2 $$\frac{\partial n_e}{\partial t} = D \operatorname{div} \overrightarrow{\operatorname{grad} n_e} - \vec{w} . \overrightarrow{\operatorname{grad} n_e}$$

La région 1 qui contient le faisceau lumineux est délimitée par un cylindre de longueur L et de section $\pi \ell^2$. On admettra que l'intensité lumineuse est constante dans cette région pendant la durée Δt de l'impulsion laser.

En fait dans les calculs qui suivent on supposera aussi que cette région 1 est constituée d'un parallélépipède rectangle de dimensions (L, 2 l, 2 l) Figure .

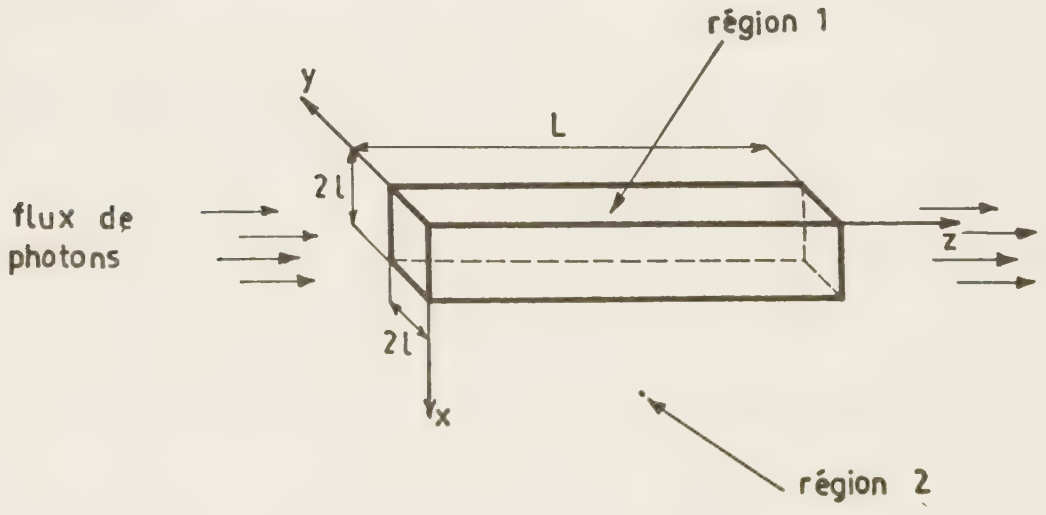


Figure 48 - Domaines d'intégration des équations.

../..

La région 2 est le reste du volume du compteur ne contenant pas la région 1.

3.6.1 1ère approximation

On suppose que la diffusion, la dérive et la recombinaison des électrons sont négligeables.

L'équation à résoudre est la suivante :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = a n_o I^k + b I n_o n_e$$

On obtient:

$$n_e = \frac{a}{b} I^{(k-1)} \left(e^{b n_o I \Delta t} - 1 \right) \equiv n_e^b \quad , \quad N_e = \frac{4 L \ell^2 a}{b} I^{(k-1)} \Delta t \left(e^{b n_o I \Delta t} - 1 \right) = N_e^b$$

et si le bremstrahlung inverse est négligeable;

$$n_e = a I^k n_o \Delta t = n_e^a \quad , \quad N_e = 4 L \ell^2 a I^k \Delta t = N_e^a$$

3.6.2 2ème approximation

On néglige uniquement la diffusion et la dérive des électrons.

L'équation à résoudre est :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = a n_o I^k - b n_o I n_e - \alpha n_e^2 \qquad (36)$$

Elle a pour solution :

$$n_e = -\frac{a I^{k-1}}{b} + \frac{1}{\frac{b}{a I^{k-1}} - \frac{\alpha}{b n_o I} \left(e^{-b n_o I \Delta t} - 1 \right)} \qquad (37)$$

L'influence de la recombinaison est caractérisé (37 bis) par le rapport :

$$\frac{n_e - n_e^b}{n_e^b} = - \frac{1}{1 + e^{-b n_o I \Delta t} \left(\frac{b^2 n_e}{a I^{k-2} \alpha} - 1 \right)} \qquad (37 \text{ bis})$$

../..

Lorsque le nombre d'électrons recueillis est petit la pente des courbes donnant $\mathrm{Log}n_e$ en fonction de LogI, est k (effet multiphonique seul, voir formule (21)), puis les courbes croissant plus rapidement en fonction du bremsstrahlung inverse en raison du facteur exponentiel de la formule (34), la pente croît. Enfin, suivant la valeur du coefficient de recombinaison la pente redécroît jusqu'à approcher la valeur $\frac{k}{2}$. Ce résultat se déduit de l'expression (37).

$$\text{ou} \lim_{\substack{\alpha \to \infty \\ I \to \infty}} \frac{d \mathrm{Log}\, n_e}{d \log I} = \frac{k}{2}$$

L'application numérique de la formule (37 bis), faite en remplaçant les coefficients par leurs valeurs pour l'argon, montre que l'influence de la recombinaison est très faible.

3.6.3 3ème approximation

On néglige la diffusion et la recombinaison, et on suppose que la dérive des électrons s'effectue suivant l'axe O_x.

Le système d'équations à résoudre est le suivant :

(38) $\frac{\partial n_e}{\partial t} = a n_o I^k + b n_o I n_e - w \frac{\partial n_e}{\partial x}$ dans la région 1

(39) $\frac{\partial n_e}{\partial t} = -w \frac{\partial n_e}{\partial x}$ dans la région 2

Le nombre total d'électrons recueillis sur les électrodes est alors : (voir annexe I).

(40) $$N_e = \frac{2 a I^{k-1} L \ell}{b} \left[e^{b n_o I \Delta t} \left(2\ell - w\Delta t + \frac{2w}{b n_o I} \right) - \frac{2w}{b n_o I} - 2\ell - w\Delta t \right]$$

avec la condition $o < \Delta t < \frac{2\ell}{w}$

../..

(41) et $N_e = \frac{2aI^{K-1}l\ell}{b}\left[e^{\frac{2bn_oI\ell}{w}}\left(\frac{2w}{bn_oI} - 2\ell + w\Delta t\right) - w\Delta t - 2\ell - \frac{2w}{bn_oI}\right]$

avec la condition $\Delta t > \frac{2\ell}{w}$

Dans le cas de notre compteur on a :

$2\ell = 0{,}8$ cm pour un faisceau lumineux parallèle

$2\ell \simeq 7\ 10^{-3}$ cm pour un faisceau focalisé (f = 17,8 cm)

et $w \simeq 10^5$ cm/s

d'où $\frac{2l}{w} > 7\ 10^{-8}$ s.

Comme les durées Δt des impulsions lumineuses utilisées sont 65 ns, 35 ns et 3 ns. La condition $\Delta t < \frac{2l}{w}$ est réalisée.

L'influence de la dérive des électrons est caractérisée par les rapports $\frac{N_e}{N_e^b}$ et $\frac{N_e}{N_e^a}$, qui sont les rapports du nombre d'électrons recueillis effectivement, respectivement aux nombres d'électrons que l'on recueillerait sans dérive, avec et sans le bremsstrahlung.

Deux cas se présentent alors :

- le bremsstrahlung inverse est important :

donc $bn_oI\Delta t \gg 1$

(42) alors $\frac{N_e}{N_e^b} = 1 - \frac{w\Delta t}{2\ell}$, $\frac{N_e}{N_e^a} = \frac{e^{bn_oI\Delta t}}{bn_oI\Delta t}\left(1 - \frac{w\Delta t}{2\ell}\right)$

- le bremsstrahlung inverse est négligeable :

donc $bn_oI\Delta t \ll 1$

(43) alors $\frac{N_e}{N_e^b} \simeq 1 - \frac{bn_oI\,w(\Delta t)^2}{12\ell}$, $\frac{N_e}{N_e^a} \simeq 1 + \frac{bn_oI\Delta t}{2}$

../..

3.6.4 4ème approximation :

On néglige la recombinaison et la dérive des électrons.

Il s'agit maintenant de résoudre le système

$$(44)\qquad \frac{\partial n_e}{\partial t} = a n_o I^k + b n_o I n_e + D\left(\frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 n_e}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 n_e}{\partial z^2}\right) \simeq a n_o I^k + b n_o I n_e + 2D.\frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2}$$

La simplification tient compte des conditions aux limites

$$(45)\qquad \frac{\partial n_e}{\partial t} \simeq 2D.\frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2}$$

Pour plus de commodité dans la résolution, on applique le calcul de Laplace :

$$n_e(p,x) = \int_o^\infty e^{-pt}\, n_e(x,t)\, dt$$

On obtient alors

$$(46)\qquad N_e(p) = \frac{2 a n_o I^k l \ell}{p(p - b n_o I)}\left[2\ell - \frac{2 b n_o I \operatorname{sh} \ell\sqrt{\frac{p - b n_o I}{2D}}}{p\sqrt{\frac{p - b n_o I}{2D}}\left(\operatorname{ch}\ell\sqrt{\frac{p - b n_o I}{2D}} + \sqrt{\frac{p - b n_o I}{p}}\operatorname{sh}\ell\sqrt{\frac{p - b n_o I}{2D}}\right)}\right]$$

Pour avoir N_e, recueillis pendant le temps Δt on doit revenir à l'original; ceci n'est possible qu'après avoir fait différentes approximations plus ou moins justifiées dont on ne donnera pas le détail. (voir annexe I).

$$(47)\qquad \text{on obtient}\quad \frac{N_e}{N_e^a} \simeq 1 + \frac{2\ell}{\sqrt{\pi}\,(2D.\Delta t)^{1/2}}$$

avec les conditions

$$\frac{2D.\Delta t}{\ell^2} \gg 1 \quad \text{et} \quad b n_o I.\Delta t \ll \frac{3}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{2D.\Delta t}{\ell^2}\right)^{\frac{1}{2}}$$

../..

L'expression (47) n'est donnée qu'à titre indicatif, car la résolution exacte du système ne peut être obtenue analytiquement. Il est alors plus judicieux de simplifier les équations de base et d'utiliser une méthode de résolution déjà connue.

Retranscrivons le système d'équations (44) (45) sous la forme suivante :

$$(48) \qquad \frac{\partial n_e}{\partial t} = a n_o I^{\kappa} + b n_o I n_e - \frac{2D}{\Lambda} \frac{\partial n_e}{\partial x}$$

$$(49) \qquad \frac{\partial n_e}{\partial t} = -\frac{2D}{\Lambda} \frac{\partial n_e}{\partial x}$$

où Λ est une "longueur de diffusion" de l'ordre de grandeur de la plus petite dimension du volume d'intéraction rayonnement-gaz.

Les solutions sont identiques à (40) et (41) dans lesquelles on a remplacé w par $\frac{D}{\Lambda}$

d'où

pour $\quad o < \Delta t < \frac{\ell \Lambda}{D}$

$$(50) \qquad \frac{N_e}{N_e^b} \simeq 1 - \frac{b n_o I D (\Delta t)^2}{\ell \Lambda}, \quad \frac{N_e}{N_e^a} \simeq 1 + \frac{b n_o I \Delta t}{2} \qquad \text{si } b n_o I \Delta t < 1$$

$$(51) \text{ et } \frac{N_e}{N_e^b} = 1 - \frac{D \Delta t}{\ell \Lambda}, \quad \frac{N_e}{N_e^a} \simeq \frac{e^{b n_o I \Delta t}}{b n_o I \Delta t} \left(1 - \frac{D \Delta t}{\ell \Lambda}\right) \text{ si } b n_o I \Delta t > 1$$

../..

dans le cas où $\Delta t > \frac{\ell \Lambda}{D}$

on obtient

(52) $$\frac{N_e}{N_e^b} \simeq e^{-bn_o I \Delta t}\left(1 + \frac{bn_o I \ell \Lambda}{2D}\right) bn_o I \Delta t \quad , \quad \frac{N_e}{N_e^a} \simeq 1 + \frac{bn_o I \ell \Lambda}{2D} \qquad \text{si } \frac{D\Delta t}{\ell \Lambda} \gg bn_o I \Delta t \gg 1$$

(53) $$\frac{N_e}{N_e^b} \simeq \frac{D\Delta t}{\ell \Lambda} e^{-bn_o I \Delta t} \quad , \quad \frac{N_e}{N_e^a} \simeq \frac{D}{bn_o I \ell \Lambda} e^{\frac{bn_o I \ell \Lambda}{D}} \qquad \text{si } bn_o I \Delta t \gg \frac{D\Delta t}{\ell \Lambda} \gg 1$$

Les relations (50) et (52) sont à rapprocher de la relation (47), car dans ces trois expressions $bn_o I \Delta t < 1$

Application numérique :

Prenons le cas de l'Argon à la pression atmosphérique

on a :

$b = 7.10^{-22}$ cm^5/J /31/

$w = 2.10^5$ cm/s Tableau V

$n_o = 2{,}69.10^{19}$ at/cm^3

$D = 8{,}5.10^5$ cm^2/s Tableau III

$\Delta t = 3.10^{-9}$ s.

$\begin{cases} l = 0{,}40 \text{ cm dans le cas d'un faisceau parallèle} \\ I \simeq 2.10^9 \text{ W/cm}^2 \end{cases}$

$\begin{cases} l = 0{,}35.10^{-2} \text{ cm dans le cas d'un faisceau focalisé} \\ I \simeq 2.10^{11} \text{ W/cm}^2 \quad \text{de distance focale 17,8 cm.} \end{cases}$

../..

On en déduit :

(42) $\frac{N_e}{N_e^b} \simeq 0,94$ dans le cas du faisceau focalisé

(43) $\frac{N_e}{N_e^a} \simeq 1,05$ dans le cas du faisceau parallèle

Ces deux termes montrent que l'influence de la vitesse de dérive des électrons sur les électrons recueillis par les électrodes du compteur, est négligeable.

Examinons maintenant l'influence de la diffusion

$\frac{N_e}{N_e^a} \simeq 1,05$ pour un faisceau parallèle

(52) $\frac{N_e}{N_e^a} \simeq 1,10$ pour le faisceau focalisé

On constate ainsi en raison de la valeur importante du coefficient de diffusion D que celle-ci n'ayant que peu d'influence sur la création de charges par un faisceau lumineux parallèle, prend une importance très grande lorsque le faisceau laser est focalisé.

Ainsi, les électrons créés par ionisation multiphotonique, échappent très rapidement du volume de focalisation, et n'ont pas le temps d'être multipliés par bremsstrahlung inverse. La diffusion retarde considérablement le développement de l'avalanche.

Les calculs identiques pour les autres gaz ne peuvent être effectués en raison du manque de connaissance de leur coefficient de bremsstrahlung inverse.

Les résultats de l'étude de la diffusion présentent un caractère important. Ils permettent en effet de prévoir la possibilité de mettre en évidence les phénomènes d'ionisation primaire pour des conditions expérimentales données.

../..

4. EXPLOITATION DES RESULTATS

Les courbes relevées dans le chapitre 2, donnent le nombre total N_e d'électrons recueillis dans le compteur en fonction de la puissance lumineuse maximum P_M.

Au lieu de P_M on pourrait utiliser l'intensité maximum I_M. P_M et I_M sont reliés par la relation suivante:

$$P_M = I_M \int_S \varphi(x,y,z)\, dS = I_M S_o \qquad (54)$$

$\varphi(x,y,z)$ étant une fonction normalisée de la répartition spatiale de l'intensité lumineuse dans une section perpendiculaire en z à l'axe optique. Afin de connaître exactement $\varphi(x,y,z)$ il aurait fallu, à chaque tir, impressionner une plaque photographique par le faisceau laser et ensuite densitométrer. Seulement ce travail nécessitait une mise en oeuvre et un appareillage compliqué et coûteux dont on ne disposait pas.

En fait, on a une bonne idée de $\varphi(x,y,z)$ en faisant des tirs sur papier de photocopie (figures 45-46). Dans le cas d'un faisceau laser parallèle on relevait une section $S_o = \int \varphi\, dS = 0{,}5$ cm^2 et dans le cas du faisceau focalisé de distance focale 17,8 cm, la section S_o a été déterminée de la manière suivante :

On fait une succession de tirs laser sur un papier de photocopie impressionné (noir), placé au foyer de la lentille convergente, en diminuant peu à peu l'énergie lumineuse de manière à ce que dans les derniers tirs, le faisceau lumineux ne marque plus le papier. On relève ensuite au microscope la section la plus faible correspondant à la limite de saturation du papier.

On a déterminé dans ce cas $S_o = 5\ 10^{-5}$ cm^2 à $\pm$ 50 %.

On constate sur les courbes (36) à (44):

- que les intensités correspondant à la création minimum de charges décelables (quelques dizaines) est de l'ordre de 10^{11} W/cm^2 pour le faisceau focalisé, et 10^9 W/cm^2 pour le faisceau parallèle.

../..

- que les courbes tracées sur papier Log-Log, ont un départ rectiligne de pente k, puis croissent très rapidement. Dans la partie initiale le nombre d'électrons recueillis est donc proportionnel à la puissance $k^{ième}$ de l'intensité lumineuse, ce qui permet d'opter en faveur de l'interprétation de la création des électrons initiaux par absorption multiphotonique.

- Cependant dans le cas des expériences faites en focalisant, le faisceau lumineux, l'influence du bremsstrahlung inverse devrait déjà se faire sentir pour des intensités lumineuses de $10^{11} W/cm^{-2}$, car dans le cas de l'argon $bn_o I \Delta t$ est supérieur à 1 ($bn_o I \Delta t \simeq 5$).

Mais comme nous l'avons vu précédemment, la diffusion qui joue un très grand rôle, permet de s'affranchir tout au moins en partie du bremsstrahlung inverse.

Dans le cas des expériences faites sans focalisation, les courbes sont linéaires sur toute l'étendue des intensités explorée, l'influence du bremsstrahlung invrese est alors négligeable, car $bn_o I \Delta t \simeq .5\ 10^{-2}$. On observe ainsi uniquement l'ionisation multiphotonique des atomes du gaz.

Etant désormais, assurée de l'origine des électrons initiaux, il est maintenant possible d'expliquer le résultat de la contre-expérience décrite au (2.2.1). On trouvait un coefficient k = 4,18, c'est-à-dire une absorption simultanée de 4,18 photons de 1,18 eV soit 4,93 eV ce qui est très voisine des potentiels d'extraction électronique des différents atomes constituant la cathode (Ni, Cr, Fe).

$$E_{exFe} = 4,04 - 4,76 \text{ eV}$$

$$E_{exCr} = 4,58 - 4,7 \text{ eV}$$

$$E_{exNi} = 4,50 - 5,24 \text{ eV}$$

Ainsi lorsque le faisceau laser frappe la cathode du compteur proportionnel, des électrons de celle-ci absorbent simultanément plusieurs photons, de manière à sortir du métal, et sont ensuite attirés vers l'anode du compteur.

../..

Explication de la dispersion des résultats

Les courbes (36 à 44) donnant le nombre d'électrons recueillis dans le gaz lors du passage du faisceau lumineux sont tracées en reliant les moyennes des points expérimentaux.

En fait, les points résultant des mesures à chaque tir s'éloignent parfois notablement de la courbe. La figure/38/ en est un exemple.

On ne peut expliquer ce phénomène par le manque de précision des mesures. Comme nous l'avons vu dans un précédent chapitre la précision de l'ensemble de mesure est de l'ordre de 2 %, sauf peut être pour le comptage des électrons au moyen du compteur, car la fluctuation statistique du nombre d'électrons recueillis par l'anode est inversement proportionnelle au nombre d'électrons primaires; par exemple $\frac{\sigma_\gamma}{\gamma} = 30\%$ pour 200 électrons primaires, $\frac{\sigma_\gamma}{\gamma} = 3\ \%$ pour 20.000 ..... etc.

Il semble donc que la dispersion des résultats ne soit pas due à la mesure des différentes grandeurs, mais au manque d'adaptation de l'instrument de mesure de l'intensité lumineuse. Le relevé de la puissance lumineuse à l'aide d'une photo-diode est insuffisant, pour obtenir une bonne connaissance de la distribution spatio-temporelle du rayonnement laser qui pénètre dans la zone sensible du compteur proportionnel.

Nous allons voir sur un exemple la validité de ces considérations.

Considérons une intensité lumineuse telle que sa distribution temporelle en chaque point soit constante. Soit alors deux distributions de ce type, dont les énergies lumineuses W sont identiques, ainsi que les durées Δt et les intensités lumineuses maximum P_M (Δt est définie comme étant la largeur de l'impulsion lumineuse à mi-hauteur).

De telles distributions sont par exemple une impulsion rectangulaire et une impulsion triangulaire.

- dans le cas de l'impulsion rectangulaire la densité d'électrons n_e crée par le faisceau laser est dans le cas de l'ionisation multiphotonique.

$$n_e = a n_o I_M^k \Delta t \qquad (55)$$

- et dans le cas de l'impulsion triangulaire

$$n_e = \frac{2 a n_o I_M^k \Delta t}{k+1} \qquad (56)$$

../..

Ces deux expressions ont une valeur très nettement différente lorsque k est grand.

Ces deux cas extrêmes montrent l'importance de la forme de la distribution temporelle de l'intensité. La connaissance exacte de cette forme à l'aide d'une photodiode qui intègre l'intensité sur une certaine surface, est très délicate en raison de la grande rapidité de l'impulsion laser et du temps de réponse insuffisamment court de l'électronique. Cette connaissance est à fortiori plus difficile à obtenir en chaque point de l'espace.

La probabilité d'ionisation

Soit $\varphi(x,y,z).\Psi(t)$ la fonction de distribution de l'intensité lumineuse en x, y;z à l'instant t.

Le nombre d'électrons obtenus par ionisation du gaz est

$$N_e = a n_o \int I^k(x,y,z,t)\, dV.dt = a n_o I_M^k \int \varphi^k . \psi^k dV.dt$$

Soit encore $$N_e = a n_o I_M^k \int \varphi^k dV . \int \psi^k dt \qquad (57)$$

on pose alors $\int \varphi^k dV = V_k$ et $\int \psi^k dt = \tau_k$

d'où $$N_e = a n_o I^k V_k \tau_k$$

La probabilité d'ionisation par effet multiphotonique d'ordre k est définie par la relation suivante :

$$P_{ph} = \frac{N_e}{n_o V_k \tau_k} = a I_M^k \qquad (58)$$

où V_k et τ_k sont respectivement un volume et un temps caractéristiques qui dépendent de l'ordre du processus et de la distribution de l'intensité lumineuse.

En fait, la détermination de τ_k et V_k se fait de la manière suivante : on suppose que $\Psi(t)$ a l'allure d'une courbe de Gauss et que $\varphi(x,y,z)$ est pratiquement constante dans la région de l'espace où passe le faisceau lumineux :

../..

Sur les courbes 36 à 44 la puissance maximum portée en abscisse est définie par la relation :

(59) $P_M \Delta t = W$ où W est l'énergie lumineuse qui traverse le gaz

avec $\Delta t = \int \Psi(t)\,dt$ et Δt la durée de l'impulsion lumineuse à mi-hauteur

Une fonction $\Psi(t)$ représentant bien l'allure de l'impulsion obtenue est par exemple : $\Psi(t) = \frac{4}{3}\, e^{-2,78\left(\frac{t}{\Delta t}\right)^2}$

On en déduit :

(60) $$\zeta_k = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{4}{3}\right)^k e^{-2,78\left(\frac{t}{\Delta t}\right)^{2k}} dt = \frac{\Delta t}{\sqrt{k}} \left(\frac{4}{3}\right)^{k-1}$$

Examinons maintenant l'influence de **surintensités** lumineuses pouvant exister dans une section droite du faisceau lumineux. Prenons par exemple une distribution spatiale simple, identique sur une longueur axiale L. (Figure 53).

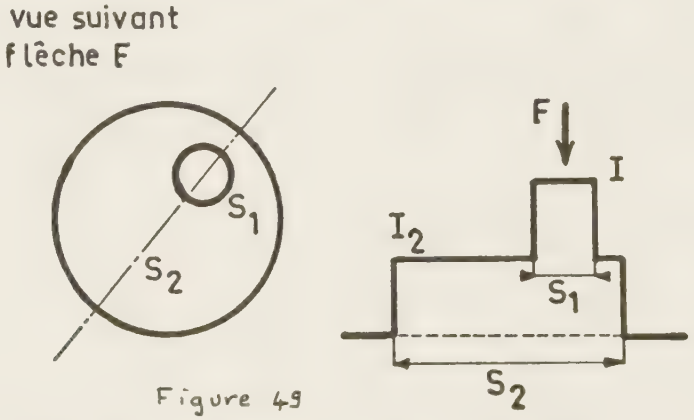


Figure 49

Le nombre d'électrons recueillis dans le volume $(S_1 + S_2)L$ est proportionnel à : $S_1 I_1^k + S_2 I_2^k$

On peut écrire : $(S_1 I_1^k + S_2 I_2^k) = (S_1 + S_2) I_o^k$ où

../..

I_o représente l'éclairement qui supposé, uniforme sur $S_1 + S_2$ donnerait le même nombre de charges.

Or, dans les expériences on rapporte le nombre d'électrons à

$$I'_o = \frac{S_1 I_1 + S_2 I_2}{S_1 + S_2}$$

d'où $$\left(\frac{I_o}{I'_o}\right)^k = (S_1 I_1^k + S_2 I_2^k)(S_1 + S_2)^{k-1}$$

Si on pose $\frac{I_1}{I_2} = \alpha$ et $\frac{S_1}{S_2} = \beta$

(61) on a alors $$\left(\frac{I_o}{I'_o}\right)^k = \frac{(\alpha^k \beta + 1)(\beta^{k-1} + 1)}{(\alpha\beta + 1)}$$

On voit donc, en prenant par exemple $\alpha = 10$ et $\beta = \frac{1}{8}$ pour k = 10 que, $I_o \simeq 3 I'_o$. Ainsi, lorsque d'un tir à l'autre, l'intensité lumineuse varie sensiblement sans que varie l'énergie lumineuse, on aperçoit l'erreur notable faite lorsqu'on rapporte le nombre d'électrons détectés à l'intensité facilement mesurable I'_o au lieu de l'intensité réelle I_o.

Toutes ces considérations constituent une tentative d'explication non seulement de la dispersion des résultats mais encore de la difficulté de donner une valeur exacte de la probabilité d'ionisation multiphotonique.

Remarque : Dans les études précédentes nous avons considéré qu'il est facile de connaître I_o et I_o^k. En réalité l'appareil permettant de mesurer I_o est une photodiode, donc un appareil linéaire qui donne la valeur moyenne de l'intensité lumineuse $\overline{I}$. D'autre part I_o^k est proportionnel à $\overline{I^k}$, il est donc nécessaire de relier $\overline{I^k}$ à $\overline{I}$ au moyen de la relation suivante :

(62) $$\overline{I^k} = \phi_k (\overline{I})^k$$

../..

Pour un rayonnement parfaitement cohérent $\phi_k = 1$ et pour un rayonnement purement aléatoire $\phi_k = k!$ /36/. (voir Annexe II)

Ainsi pour les lasers solides utilisés où il n'y a pas de sélection de modes, le spectre de fréquence du rayonnement laser n'est pas composé d'une raie infiniment fine, et le coefficient ϕ_k est certainement voisin de k!

Comparaison des résultats des expériences décrites et de ceux d'autres expérimentateurs

Les différents expérimentateurs ayant entrepris des expériences semblables sont à classer en deux groupes :

- Tout d'abord, ce sont VORONOV et DELONE qui ont étudié l'effet multiphotonique dans les gaz rares, à des pressions de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-3} torr, au moyen d'une chambre collecteuse d'ions munie d'un spectrographe de masse permettant de ne compter que les ions intéressants.

Puis l'équipe de MANUS à SACLAY a confirmé et prolongé ces résultats avec un appareillage sensiblement identique.

- CHALMETON a étudié l'ionisation du gaz carbonique et de l'hydrogène à des pressions de plusieurs centaines de torrs avec un compteur proportionnel constitué de deux boules servant d'électrodes entre lesquelles règne un champ électrique intense de l'ordre de la dizaine de kV/cm.

Des résultats communs à nos expériences et celles de VORONOV sont ceux qui donnent la valeur de k déterminée sans trop d'imprécision (voir tableau VI).

Gaz	Résultats de nos expériences k ∓ 0,3		Voronov Delone	Manus
A	faisceau focalisé	9,8-10,2-9,7		10 /36/
	" parallèle	10,5		
K_r	" focalisé	8,9	9,1 /37/	9 /36/
	" parallèle	8,9		
X_e	" focalisé	8,5 - 9,1	8,8 /37/	
	" parallèle	8,5		
CO_2	" focalisé	8,5		
	" parallèle	8,5		

Tableau VI

Le tableau VII donne la valeur de la probabilité d'ionisation multiphotonique calculée à l'aide de la formule (58).

Gaz	Auteurs	E_a V/cm	$P_{ph.}$ s-1	
A	faisceau focalisé	$10^{6,96}$	$10^{1,3}$	
	" parallèle	$10^{5,87}$	$5\ 10^{-6,7}$	
	Manus	$10^{7,51}$	$10^{5,85}$	/36/
Kr	Faisceau focalisé	$10^{6,8}$	$10^{-1,3}$	
	" parallèle	$10^{5,7}$	$10^{-6,7}$	
	Voronov	$10^{7,71}$	$10^{8,06}$	/37/
	Manus	$10^{7,51}$	$10^{6,16}$	/36/
Xe	Faisceau focalisé	$10^{7,02}$	$10^{1,3}$	
	" parallèle	$10^{6,0}$	$10^{-6,7}$	
	Voronov	$10^{7,66}$	$10^{8,8}$	/37/

Tableau VII

où E_a est le champ électrique correspondant au maximum de l'intensité lumineuse I_o.

La précision relative sur E_a est $10^{0,2}$ et sur P_{ph} de 10^2.

Dans le cas de l'ionisation du gaz carbonique, on peut remarquer que, lorsque le faisceau lumineux est parallèle on obtient une droite de pente 8,5 (figure 44), ce qui correspond à une absorption multiphotonique de 8,5 photons, et lorsque le faisceau est focalisé la courbe $N_e = f(P_M)$ présente une partie inférieure rectiligne de pente 8,5 et une partie supérieure de pente 2,9.

Cette deuxième courbe a été relevée aussi par CHALMETON /38/. Le CO_2 était alors à la pression de 200 torrs et le faisceau focalisé à l'aide d'une lentille de distance focale de 75 mm.

../..

Les calculs de la probabilité d'ionisation pour un flux lumineux donné, dans le cas de nos expériences et de celles de CHALMETON sont en bon accord.

Remarque 1 : Pour une même probabilité d'ionisation dans le cadre de nos expériences avec un gaz donné, avec soit un faisceau lumineux parallèle, soit un faisceau focalisé, on constate que les intensités maximales correspondantes sont très différentes : par exemple dans le cas du Xénon si on appelle I_{MF} l'intensité maximale dans le cas d'un faisceau focalisé, et I_{MP} l'intensité maximale dans le cas d'un faisceau parallèle pour une même probabilité d'ionisation on a

$$\frac{I_{MF}}{I_{MP}} \simeq 25$$

On peut tenter une explication en disant que cette différence vient du fait que la fonction de distribution φ de l'intensité lumineuse n'est pas uniforme comme on l'a supposé dans les calculs, mais est en réalité formée d'un grand nombre de surintensités locales que l'on ne peut déceler.

Remarque 2 : Les valeurs expérimentales de k sont, dans toutes les expériences connues, très différentes de celles données par la théorie.

En effet, pour ioniser un atome, il faut lui fournir une énergie au moins égale à son énergie d'ionisation E_i, ce qui correspondrait à un nombre k_i de photons absorbés simultanément tel que

$$k_i = \left\langle \frac{E_i}{\hbar\omega} + 1 \right\rangle$$

où $\langle X \rangle$ est l'énergie des photons (soit dans notre cas $\hbar\omega$ = 1,18 eV) et représente la partie entière de X.

Les écarts $k_i - k$ sont les suivants :

pour le Xénon $k_i - k = 2,3$

le Krypton $k_i - k = 3,1$

l'Argon $k_i - k = 4$

../..

Un fait remarquable est que pour les gaz rares étudiés, l'énergie de certains niveaux d'excitation correspond à un nombre entier de fois $\hbar\omega$, ainsi qu'on peut le voir sur le tableau VIII.

Gaz	k expérimental	$\langle k \mp \rangle$	Valeurs de l'énergie correspondant à $\langle k \mp 1 \rangle$ photons en eV	Niveaux correspondants (et énergie en eV)
Argon	10,1	10	11,71 $\mp$ 0,1	niveau métastable 4s $^3P_0$ 11,73 niveau de résonance 4s $^3P_1$ 11,62
Krypton	8,9	9	10,55 $\mp$ 0,09	niveau métastable 5s $^3P_0$ 10,56 niveau de résonance 5s $^1P_1$ 10,64
Xénon	8,7	8	9,37 $\mp$ 0,08	niveau métastable 6s $^3P_0$ 9,447
		9	10,55 $\mp$ 0,09	niveaux radiatifs 6p de 9,7 à 11,1

- Tableau VIII -

On constate donc que le k expérimental a une valeur intermédiaire entre deux nombres entiers correspondant à une absorption simultanée d'un certain nombre entier de photons nécessaires à l'excitation des atomes du gaz étudié, compte tenu du fait que le rayonnement laser n'est pas parfaitement monochromatique ($\lambda = 10610 \mp 90 Å$)

Ainsi que l'a supposé VORONOV, il serait normal de mettre en évidence certaines transitions de quasi-résonance lorsque celles-ci sont possibles.

En effet le nombre d'atomes ionisés serait égal au produit de deux termes, l'un tenant compte de la quasi-résonance à k_e photons et l'autre du nombre de photons nécessaires à l'ionisation à partir du niveau excité. Ce qui signifie que si le passage de l'atome de l'état excité à l'état ionisé, est infiniment plus probable que l'autre, il pourra y avoir saturation, donc constance du terme correspondant à cette étape. Le nombre d'atomes ionisés serait alors proportionnel à I^{k_e} ainsi qu'on le constate expérimentalement. On pourrait s'assurer de la validité de cette hypothèse en choisissant une longueur d'onde de rayonnement laser telle qu'il ne puisse y avoir de quasi résonance.

CONCLUSION

L'essor, constamment croissant, de la technique des lasers a mis à la disposition du physicien un moyen nouveau de confirmer ou d'infirmer les théories fondamentales de la physique moderne. Le but de notre étude en a été l'objet.

Nous avons essayé d'étendre des vues, déjà classiques, sur l'ionisation multiphotonique des gaz au moyen des rayonnements lumineux très intenses que fournissent les lasers déclenchés.

Notre sujet a constitué en l'étude des trois points suivants :

- en la construction d'un compteur proportionnel adapté au comptage des électrons et ions produits par le faisceau laser dans son gaz, et d'une électronique associée à l'ensemble des mesures des différentes grandeurs utiles.

- en une étude expérimentale de l'ionisation des gaz

- en un essai d'interprétation des résultats obtenus.

Résumons donc l'ensemble de ces travaux.

Tout d'abord le compteur proportionnel s'est révélé être, au cours des expériences, un appareil sûr, sensible et très souple permettant de travailler avec des pressions gazeuses de 10 à 760 torrs (ou plus) et de recueillir de 10 à 5 10^6 électrons et ions. Il a permis en outre de s'assurer de la provenance exacte des charges collectées.

Quant aux résultats expérimentaux, on peut dire malgré leur dispersion, qu'ils se présentent en bon accord avec ceux de différents expérimentateurs. Cependant, une étude plus fine de la répartition spatiale et temporelle du rayonnement laser s'impose si l'on veut s'assurer des valeurs exactes de la probabilité d'ionisation multiphotonique.

Maintenant, je pense qu'il serait souhaitable d'entreprendre une étude expérimentale de l'ionisation au moyen d'un laser mononode, et d'un laser délivrant des impulsions de quelques picosecondes afin d'éclaircir certains points délicats sur l'influence de la monochromaticité du rayonnement et sur la possibilité d'ioniser avec des impulsions dont la durée est de l'ordre de grandeur des durées de vie des états excités des atomes.

../..

Il semble enfin que les processus de formation de l'avalanche, tels que le bremsstrahlung inverse, ne soient pas à négliger. Une étude dans ce sens doit être entreprise par Monsieur GUYOT, au moyen de deux compteurs proportionnels.

- A N N E X E I -

On se propose de donner la résolution détaillée des équations d'évolution de la densité électronique n_e.

Nous avons un système d'équations aux dérivées partielles, avec les conditions aux limites présentées en 3.5 et 3.6.

1er cas : (3ème approximation 3.3.6)

Le système d'équations est le suivant :

$$(1)\quad \frac{\partial n_e}{\partial t} = a n_o I^k + b n_o I n_e - w \frac{\partial n_e}{\partial x} \qquad \text{pour} \quad o < x < 2\ell$$

$$(2)\quad \frac{\partial n_e}{\partial t} = -w \frac{\partial n_e}{\partial x} \qquad \text{pour} \quad x < o \text{ et } x > 2\ell$$

On désire connaître $n_e(\Delta t)$ c'est-à-dire la densité d'électrons existant dans le compteur et le nombre total recueillis dans tout le volume à la fin de l'action de l'impulsion lumineuse.

Nous utiliserons le calcul de Laplace pour résoudre le système.

On pose $n_e(p, x) = \int_o^\infty e^{-pt} n_e(t,x)\, dt$

Le système 1-2 s'écrit alors :

$$(3)\quad n_e(p,x) = \frac{a n_o I^k}{p} + b n_o I\, n_e(p,x) - w \frac{\partial n_e(p,x)}{\partial x} \qquad \text{pour} \quad o < x < 2l$$

$$(4)\quad n_e(p,x) = -w \frac{\partial n_e(p,x)}{\partial x} \qquad \text{pour } x < o \text{ et } x > 2\ell$$

La solution est

$$n_e(p,x) = \frac{a n_o I^k}{p(p - b n_o I)} \left(1 - e^{-\frac{p - b n_o I}{w} x}\right) \qquad \text{pour } o < x < 2\ell$$

$$n_e(p,x) = \frac{a n_o I^k}{p(p - b n_o I)} \left(e^{-\left(\frac{p(x - 2\ell)}{w}\right)} - e^{-\left(\frac{px - 2 b n_o I \ell}{w}\right)} \right) \qquad \text{pour } x < o \text{ et } x > 2\ell$$

Le retour à l'original donne en posant $t = \Delta t$ (Δt : durée de l'impulsion lumineuse).

pour $0 < x < 2\ell$

$0 < \Delta t < \frac{x}{w}$ $\qquad n_e(\Delta t, x) = \frac{aI^{(k-1)}}{b}\left(e^{bn_0 I \Delta t} - 1\right)$

$\frac{x}{w} < \Delta t < \infty$ $\qquad n_e(\Delta t, x) = \frac{aI^{(k-1)}}{b}\left(e^{\frac{bn_0 I x}{w}} - 1\right)$

pour $x < 0$ $\qquad n_e(\Delta t, x) = 0$

pour $x > 2\ell$

$0 < \Delta t < \frac{x-2\ell}{w}$ $\qquad n_e(\Delta t, x) = 0$

$\frac{x-2\ell}{w} < \Delta t < \frac{x}{w}$ $\qquad n_e(\Delta t, x) = \frac{aI^k}{b}\left[e^{bn_0 I\left(\Delta t + \frac{2\ell - x}{w}\right)} - 1\right]$

$\frac{x}{w} < \Delta t < \infty$ $\qquad n_e(\Delta t, x) = \frac{aI^k}{b}\left[e^{\frac{2bn_0 I\ell}{w}} - 1\right]$

Ce qui donne un nombre total d'électrons recueillis dans le compteur

$$N_e(\Delta t) = 2L\ell\left[\int_{0<x<2\ell} n_e(\Delta t, x)\,dx + \int_{x>2\ell} n_e(\Delta t, x)\,dx\right]$$

Soit :

pour $\Delta t < \frac{2\ell}{w}$

$$N_e = \frac{2aI^{(k-1)}L\ell}{b}\left[e^{bn_0 I\Delta t}\left(2\ell - w\Delta t + \frac{2w}{bn_0 I}\right) - 2\ell - w\Delta t - \frac{2w}{bn_0 I}\right]$$

pour $\Delta t > \frac{2\ell}{w}$

$$N_e = \frac{2aI^{(k-1)}L\ell}{b}\left[e^{\frac{2bn_0 I\ell}{w}}\left(\frac{2w}{bn_0 I} - 2\ell + w\Delta t\right) - \frac{2w}{bn_0 I} - 2\ell - w\Delta t\right]$$

<u>2ème cas</u> : (4ème approximation)

Le système à résoudre est le suivant :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = an_0 I^k + bn_0 I n_e + 2D\frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} \qquad \text{pour } -\ell < x < \ell$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = 2D\frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} \qquad \text{pour } x < -\ell \text{ et } x > \ell$$

La transformée de Laplace du système donne alors

$$n_e(p,x) = \frac{a n_0 I^k}{p(p - b n_0 I)}\left[1 - \frac{\operatorname{ch} R_1 x}{\operatorname{ch} R_1 \ell + \frac{R_1}{R_2} \operatorname{sh} R_1 \ell}\right] \qquad \text{pour } -\ell < x < +\ell$$

$$n_e(p,x) = \frac{a n_0 I^k \, e^{R_2(\ell - x)} \operatorname{sh} R_1 \ell}{p(p - b n_0 I)\left(\operatorname{ch} R_1 \ell + \frac{R_1}{R_2} \operatorname{sh} R_1 \ell\right)} \qquad \text{pour } x < -\ell \text{ ou } x > \ell$$

où $R_1 = \sqrt{\frac{p - b n_0 I}{2D}}$

et $R_2 = \sqrt{\frac{p}{2D}}$

La transformée de Laplace du nombre total d'électrons recueillis est $N_e(p)$:

$$N_e(p) = \frac{2 a n_0 I^k L \ell}{p(p - b n_0 I)}\left[2\ell - \frac{2 b n_0 I \operatorname{sh} \ell \sqrt{\frac{p - b n_0 I}{2D}}}{p\sqrt{\frac{p - b n_0 I}{2D}}\left(\operatorname{ch} \ell \sqrt{\frac{p - b n_0 I}{2D}} + \sqrt{\frac{p - b n_0 I}{p}} \operatorname{sh} \ell \sqrt{\frac{p - b n_0 I}{2D}}\right)}\right]$$

Le retour à l'original n'est pas possible aisément.

Cependant il est possible d'obtenir le développement asymptotique de l'original à partir de la tramformée de Laplace $N_e(p)$.

En ne gardant que les premiers termes, on obtient :

$$N_e = 4 a n_0 I^k L \ell^2 \left(1 + \frac{2\ell}{\sqrt{\pi}\,(2D.\Delta t)^{1/2}}\right) \qquad \text{pour } \frac{2D.\Delta t}{\ell^2} \gg 1$$

$$\text{et } b n_0 I \Delta t \ll \frac{3}{\sqrt{16}}\left(\frac{2D\Delta t}{\ell^2}\right)^{1/2}$$

Il serait plus facile d'obtenir des relations aisément exploitables numériquement, quelque soient les valeurs relatives des différents paramètres, en faisant des approximations sur les équations de base ainsi que nous l'avons présenté à la page 93.

- ANNEXE II -

Etude de la relation $\overline{I^k} = \phi_k (\overline{I})^k$ (1)

L'intensité lumineuse I est proportionnelle au carré du champ électrique E de l'onde électromagnétique.
La relation (1) s'écrit alors $\overline{E^{2k}} = \phi_k (\overline{E^2})^k$

Calculons ϕ_k pour deux cas particuliers de rayonnements monochromatiques

Cas du rayonnement thermique:

La probabilité d'avoir E dans le rayonnement est donnée par la formule de Rayleigh:

$$p(E) = \frac{E}{E_0^2} e^{\frac{E^2}{2E_0^2}}$$

où E_0 est la valeur moyenne de E

on en déduit alors $\overline{E^{2k}} = \int_0^\infty \frac{E^{2k+1}}{E_0^2} e^{-\frac{E^2}{2E_0^2}} dE = (2E_0^2)^k k!$

Soit encore $\overline{E^{2k}} = k! (\overline{E^2})^k$

Cas du rayonnement Laser:

On peut prendre comme densité de probabilité proche de la réalité une fonction gaussienne de E, où σ est en relation avec la "largeur" de la courbe représentative:

$$p(E) = \frac{1}{\sqrt{2}\,\sigma} e^{-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma^2}}$$

On en déduit $\overline{E^{2k}} = (2k)! \sum_{p=0}^{k} \frac{E_0^{(2k-2p)} \sigma^{2p}}{(2k-2p)! \cdot p!\, 2^p}$

et $\overline{E^2} = \sigma^2 + E_0^2$

Soit $\phi_k \simeq 1 + 2k(k-1)\left(\frac{\sigma}{E_0}\right)^2$ dans le cas où $\left(\frac{\sigma}{E_0}\right)^2 \ll 1$

On retrouve bien à l'aide de cette formule la valeur de ϕ_k relative à une onde monochromatique parfaitement cohérente ($\sigma \to 0$), soit $\phi_k = 1$

B I B L I O G R A P H I E

/1/ R.G. MEYERAND et A.F. HAUGHT
Physical Review Let. 11, p. 401 (1963)

/2/ R.W. MINCK
Journal of Applied Physics, 35, p. 252 (1964)

/3/ J.K WRIGHT
Proceedings of the Royal Society

/4/ J.W. DAIBER
Interaction of laser radiation with gases (thèse 1967)
University Microfilms Inc. A Arbor (Michigan)

/5/ E. TOMLISON et R. DAMON
Applied Optico, 2, p. 546 (1963)

/6/ C.S. NAIMAN, M.Y. WOLF, I. GOLDBLATT, J. SCHWARTZ
Phys. Review, 146, 1, p. 133 (1966)

/7/ P. VEYRIE
Thèse : rapport C.E.A. R 3472

/8/ A. BLANC
Note non publiée

/9/ CHALMETON
Thèse : rapport CEA à paraître

/10/ G.S. VORONOV et N.B. DELONE
Soviet Physics JETP, 23, 1, p.54 (1966)
24, 5, 1009 (mai 1967)
24, 6, p. 1122 (1967)

/10bis/ M. LOUIS-JACQUET
C.R. Academie des Sciences, 270, 548 (1970)

/11/ G.E. CROUTHAMEL
Applied Gamma Ray Spectrometry, Pergamon Press, p. 84 (1960)

/12/ T. MULVEY, A.J. CAMPBELL
British Journal of Applied Physics, 9, 406 (1957)

/13/ S.C. CURRAN, A.L. COCKROFT, J. ANGUS
Phil. Mag. 40, 308-929, (1949)

../..

/14/ V. FANO
Phys. Rev. 72, 26, (1947)

/15/ KOROLEV
Cr. Ac. Sc. U.R.S.S. 137, 1, p.54 (1961)

/16/ FURRY
Phys. Rev. 15, 32, p. 569 (1937)

/17/ FRISCH
Statisque of multiplicative processes (1948)

/18/ SNYDER
Phys. Rev. 72, 181 (1947)

/19/ A. HARMANCI, H. GUILLON, V. GOURSKY
Colloque d'Electronique Nucléaire, Versailles (1968)

/20/ P. LAMBROPOULOS, C. KIKUCHI, R.K. OSBORN
Phys. Rev. 144, 1081 (1966)

/21/ A. GOLD, H.B. BEBB
Phys. Rev. Let. 14, 60 (1965)

/22/ H.B. BEBB, A. GOLD
Phys. Rev. 143, 1, (1966)

/23/ L.V. KELDYSH
Sov. Phys. J.E.T.P. 20, 1307 (1965)

/24/ W. HEITLER
The Quantum theory od radiation, Oxford Univ. Press., London (1954)

/25/ M. MIZUSHIMA
Phys. Rev. 133, A 414 (1964)

/26/ Y. GONTIER, M. TRAHIN
Rapport C.E.A. R 3192

/27/ Y. GONTIER, M. TRAHIN
C.R. Acad. des Sciences, Paris, 264, p. 499 (1967)

/28/ Y. GONTIER, M. TRAHIN
C.R. Acad. des Sciences, Paris, 265, p. 1361 (1967)

/29/ J.K. WRIGHT
Proc. Phys. Soc. 84, p. 41 (1964)

/30/ B. ZELDOVICH, P. RAIZER
Sov. Phys. J.E.T.P. 20, p. 772 (1965)

/31/ A.V. PHELPS
Physics of Quantum electronics (Mc Graw-Hill Book)

/32/ R.H. HEALEY, C.B. KIRCKPATRICK
Healey and Reed (III,1) p. 94.

/33/ J.S. TOWNSEND, V.A. BAILEY
Phil. Mag. 44, 1033, 1922

/34/ BATES
Atomic and molecular processes, p. 260

/35/ Experimental data on drift velocities of electrons in gases
J.L. PACK, R.E. VOSHALL, A.V. PHELPS
Phys. Rev. 127, 2084 (1962).

/36/ Rapport sur les conférences du IV Symposium Yougoslave sur la physique des gaz ionisés, 15-24 août 1968
G.A. DELONE, M.S. RABINOVICH

/37/ C. MANUS et coll.
C.R. Acad. des Sciences, 266, 1034, (1968.)

/38/ G.B. BYSTROVA, G.S. VORONOV, G.A. DELONE, N.B. DELONE
J.E.T.P. Letters, 5, 223, (1967)

/39/ J.P. MORUCCI
Thèse : Rapport C.E.A.R 3027.